# Messung der Depolarisation in der elastischen Protonenstreuung an $^{1}H$, $^{27}Al$ und $^{89}Y$ im Niederenergiebereich

Rudolf Schmitt
aus Bamberg

Diss
Erlangen
1986

1986 № 119

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41538114_0016

# Messung der Depolarisation in der elastischen Protonenstreuung an $^{1}H$, $^{27}Al$ und $^{89}Y$ im Niederenergiebereich

Den Naturwissenschaftlichen Fakultäten
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg
zur
Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von
Rudolf Schmitt
aus Bamberg

Als Dissertation genehmigt von den Naturwissenschaftlichen Fakultäten der Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung: 6. Feb. 1986

Vorsitzender der Promotionskommission:

Professor Dr. K. Brodersen

Erstberichterstatter: Priv.Doz. Dr.habil. W. Kretschmer

Zweitberichterstatter: Professor Dr. A. Hofmann

Inhaltsverzeichnis


| | | Seite |
|---|---|---|
| **Zusammenfassung** | | 1 |
| **1** | **Einleitung** | 2 |
| **2** | **Experiment** | 4 |
| 2.1 | Messung der Depolarisation | 4 |
| 2.2 | Das Doppelstreuexperiment | 6 |
| 2.2.1 | Targets, Energien | 7 |
| 2.2.2 | Bandkammer | 9 |
| 2.2.3 | QDQ Spektrometer | 11 |
| 2.2.4 | $^4$He-Hochdruckpolarimeter | 14 |
| 2.2.5 | Datenaufnahme | 16 |
| 2.3 | Einfachstreuexperiment | 20 |
| 2.3.1 | Die $4\pi$ - Kammer | 20 |
| 2.3.2 | Datenaufnahme | 21 |
| **3** | **Bestimmung der Observablen** | 23 |
| 3.1 | Analysierstärke | 23 |
| 3.2 | Wirkungsquerschnitt | 25 |
| 3.3 | Strahlpolarisation $p_y$ beim Doppelstreuexperiment | 25 |
| 3.4 | Die effektive Analysierstärke $A_{eff}$ des $^4$He-Hochdruckpolarimeters | 27 |
| 3.5 | Die Polarisation $p_y'$ der gestreuten Teilchen und die Depolarisation | 27 |

| | | |
|---|---|---|
| **4** | **Analyse für $^{27}$Al und $^{89}$Y** | 32 |
| 4.1 | Theorie | 32 |
| 4.1.1 | Das optische Modell | 32 |
| 4.1.2 | Depolarisation | 33 |
| 4.1.3 | Compoundkernbeiträge | 34 |
| 4.1.4 | Quadrupolspinflip | 38 |
| 4.2 | Analyse | 41 |
| 4.2.1 | Bestimmung der Parameter des optischen Modells | 41 |
| 4.2.1.1 | Die $^{27}$Al-Messung | 41 |
| 4.2.1.2 | Die $^{89}$Y-Messung | 47 |
| 4.2.2 | Compound- und Quadrupolbeitrag zur Depolarisation | 50 |
| 4.2.3 | Bestfits | 52 |
| 4.2.3.1 | Die $^{89}$Y-Messung | 53 |
| 4.2.3.2 | Die $^{27}$Al-Messung | 55 |
| 4.2.4 | Sensitivitäten und Tests | 57 |
| 4.2.4.1 | Variation der Parameter des Spin-Spin-Potentials | 57 |
| 4.2.4.2 | Variation der Parameter des optischen Modells | 65 |
| 4.2.4.3 | Winkelmittelung, Tests im Minimum | 70 |
| **5** | **Proton-Proton-Streuung** | 73 |
| 5.1 | Theorie | 73 |
| 5.2 | Analyse | 75 |
| 5.2.1 | Bestimmung der Bestfitstreuphasen | 75 |
| 5.2.2 | Sensitivitäten und Vergleich mit theoretischen Modellen | 78 |
| **6** | **Schlußbemerkung** | 82 |
| **Anhang** | | |
| Meßwerte des Einfachstreuexperiments | | 83 |
| **Literaturverzeichnis** | | 98 |

**Zusammenfassung**

Mit dem Erlanger QDQ Magnetspektrometer wurden Winkelverteilungen der Depolarisation in der elastischen Streuung von Protonen an $^{27}$Al, $^{89}$Y bei 11 MeV und $^{1}$H bei 12 MeV gemessen.

Die Auswertung erfolgte für Yttrium und Aluminium durch Hinzunahme von Zusatztermen im optischen Modell, die der Spin-Spin-Wechselwirkung Rechnung tragen. Die optischen Modellparameter ohne Spin-Spin-Potentiale wurden festgelegt durch Messungen des Wirkungsquerschnitts und der Analysierstarke in der $4\pi$-Streukammer in Erlangen bei mehreren Energien (Al: 10-12,4 MeV in größtenteils 100 keV-Schritten, Y: 10-11,25 MeV in 250 keV-Schritten). Für Al (I = 5/2) wurden compound-elastische Beitrage durch Rechnungen nach dem Formalismus von Hofmann et. al. und Depolarisationsanteile aus dem Quadrupol-spinflip durch Coupled-Channels-Rechnungen mit berücksichtigt.

Die Berechnung der Depolarisation, die aufgrund der Spin-Spin-Wechselwirkung entsteht, erfolgte mittels DWBA. Für Al mußte zur Beschreibung der experimentellen Daten ein sphärisches Spin-Spin-Potential von (1,12 ± 0,2) MeV angenommen werden. Für ein tensorielles Potential ergab sich keine Notwendigkeit. Über die Formfaktoren der Potentiale konnte nicht zwingend entschieden werden. Für Y wurde der erwartete kleine Depolarisationseffekt gemessen. Die maximalen Tiefen wurden für das sphärische Potential zu 3 MeV und für das tensorielle zu 5 MeV abgeschätzt.

Die Depolarisation der Proton-Proton-Streuung wurde durch Streuphasenanalyse ausgewertet. Die Fits erfolgten dabei zugleich an Analysierstärkedaten, die von A. Rauscher mit dem Erlanger fensterlosen Gastarget an der ETH Zürich bei 12 Mev gemessen wurden. Die elektrischen P-Wellen-Streuphasen ergaben sich zu $\delta_{10}$ = 4,442 ± 0,121; $\delta_{11}$ = -2,515 ± 0,026 und $\delta_{12}$ = 0,937 ± 0,038 (alle in Grad).

## 1 Einleitung

Die Depolarisation stellt eine Observable dar, die auf die Spin-Spin-Wechselwirkung sensitiv ist (Sta 67). Zur Messung dieses Polarisationstransferkoeffizienten $K_y^y$ wird die Streuung eines polarisierten Strahls an einem Target mit einem Kernspin $\neq 0$ untersucht.

Bei der elastischen Streuung von Nukleonen an Targetkernen erfolgt die Beschreibung der Spin-Spin-Wechselwirkung als Zusatzterm zum üblicherweise verwendeten optischen Modell. Dieser zusätzliche Anteil wurde von Feshbach (Fes 60) erstmals vorgeschlagen und besteht aus einem sphärischen und einem tensoriellen Anteil. Aus mikroskopischen Rechnungen (Sat 71, Dab 72) wurde die sphärische Spin-Spin-Potentialtiefe von $^{27}$Al zu -0,4 MeV bzw. 1,3 MeV abgeschätzt und das tensorielle Potential sollte noch schwächer sein.

Nach einigen Messungen der Depolarisation, die keine signifikante Abweichung von der Eins erbrachten (Cha 56, Ros 65, Sch 65, Bat 70), wurde erstmals von der Saclay-Gruppe (Cat 70) eine nennenswerte Abweichung für $^{9}$Be, $^{10}$B und $^{27}$Al bei 20 MeV Protonenenergie gemessen und die sphärische Potentialtiefe zu $V_{SS} = 0{,}42^{+0{,}10}_{-0{,}14}$ MeV bestimmt. Es wurde für jeden Kern ein Streuwinkel gemessen und keine Compoundanalysen durchgeführt. Die erste Winkelverteilung der Depolarisation wurde von der Tokio-Gruppe (Kat 70) an mehreren Kernen bei 1,36 MeV Neutronenenergie gemessen, doch die erhaltenen Abweichungen von Eins konnten alleine durch Compoundeffekte beschrieben werden. Zwei Messungen von Birchall et.al. (Bir 74, Bir 75) mit 25 MeV Protonen auf $^{9}$Be bzw. 26 MeV Protonen auf $^{10}$B ergaben Potentiale $V_{SS}$ =0,1 MeV, $V_{ST}$ = 3,8 MeV bzw. $V_{SS}$ = -0,5 MeV, $V_{ST}$ = 2,3 MeV, jedoch wurde der Quadrupolspinflip nicht berücksichtigt. Weitere Messungen (Cle 75, Bak 75) mit 16 MeV Protonen auf $^{14}$N bzw. 17 MeV Protonen auf $^{9}$Be konnten wieder durch Compound- und Quadrupolspinflips erklärt werden. Mit der Depolarisation von $^{4}$He(p,p) im Energiebereich 6,8 MeV - 16,2 MeV beschäftigten sich mehrere Autoren (Kar 76, Wei 78, She 79) und extrahierten sphärische Tiefen von 4,5 MeV bis 7,0 MeV. H. Löh (Löh 81, Löh 82) untersuchte eine komplette Winkelverteilung der Depolarisation von $^{27}$Al bei 10,35 MeV

mit der Erlanger Doppelstreuanordnung und erhielt unter Berücksichtigung von Compound- und Quadrupoleffekten ein sphärisches Potential von 1 MeV. Die neuesten Messungen aus Osaka (Nak 85) befassen sich mit der Depolarisation von $^{25}$Mg und $^{27}$Al mit 65 MeV Protonen. Hier ist die Winkelverteilung allerdings auf Winkel < 60° beschränkt und es sind keine großen Effekte beobachtet worden.

Um die Möglichkeit einer zufälligen Resonanz bei der Meßenergie 10,35 MeV von H. Löh (Löh 81) auszuschließen, wurde in dieser Arbeit eine komplette Winkelverteilung der Depolarisation von $^{27}$Al bei einer höheren Energie (11 MeV) gemessen. Dabei wurde wieder den Compound- und Quadrupolspinflips Rechnung getragen. Da bei einem schweren Kern und entsprechend hoher Energie oberhalb der (p,n)-Schwelle Compoundbeiträge kleiner werden, wurde weiterhin eine Winkelverteilung der Depolarisation von $^{89}$Y ermittelt. Neben compoundelastischen Korrekturen entfällt dabei wegen des Kernspins 1/2 auch die Quadrupoldepolarisation. Ferner konnte die theoretisch geforderte Abnahme der Depolarisation mit dem Kernspin und der Massenzahl (Sat 71) nachgeprüft werden.

Die dritte Messung erfolgte mit 12 MeV Protonen an Wasserstoff, wo wegen der kleinen Massenzanl ein besonders großer Effekt zu erwarten war. Die Analyse erfolgte nicht wie oben beschrieben im Rahmen des optischen Modells, das Experiment muß vielmehr im Zusammenhang mit der Messung der Analysierstärke in der Proton-Proton-Streuung von A. Rauscher (Rau 85) gesehen werden. Diese Analysierstärkemessung wurde ebenfalls bei 12 MeV mit dem Erlanger fensterlosen Gastarget an der ETH Zürich (Kre 85/1) durchgeführt. Beide Messungen werden zusammen mittels Streuphasenanalyse ausgewertet. Ziel dabei ist es, für diese kleine Energie die auf die Polarisationsobservablen besonders empfindlichen P-Wellen-Streuphasen zu bestimmen. In der Niederenergieregion liegen nur wenige Präzisionsexperimente mit Polarisationsobservablen vor (Boh 76, Bar 82, Arn 83). Die Messung dieser Arbeit stellt die erste Depolarisationsbestimmung im Niederenergiebereich dar. Mit den Ergebnissen können mikroskopische Modelle des Nukleon-Nukleon-Potentials getestet werden, was für die Beschreibung von Wenig-Nukleon-Systemen nötig ist.

## 2 Experiment

### 2.1 Messung der Depolarisation

Der prinzipielle Aufbau eines Doppelstreuexperiments, wie es zur Messung der Depolarisation nötig ist, wird in Abb. 2.1 dargestellt. Ein Protonenstrahl bekannter Polarisation wird am Target T1 mit Spin $\neq 0$ gestreut. Um die Polarisation der unter dem Winkel $\Theta$ gestreuten Teilchen zu messen, werden diese an einem weiteren Target, dem Polarimeter T2, gestreut. Das Koordinatensystem entspricht der Madison Konvention (Mad 70) mit dem Streunormalenvektor $\underline{n} = \underline{k}_{in} \times \underline{k}_{out} / \left| \underline{k}_{in} \times \underline{k}_{out} \right|$.

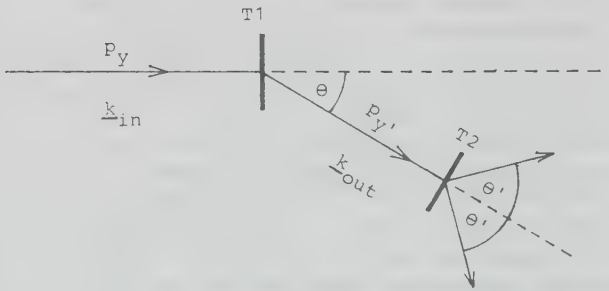



Abb. 2.1: Prinzip eines Doppelstreuexperimentes

Bei den folgenden Formeln für die Beschreibung von Doppelstreuexperimenten (Wol 54, Ohl 72) wurde der Übersichtlichkeit halber auf die Vektorschreibweise verzichtet. Daher muß den Vorzeichen Beachtung geschenkt werden und es gelten für Streuung nach links und mit dem Polarisationsvektor des einfallenden Strahls nach oben (Spin "up") folgende Beziehungen (bei Streuung nach rechts steht vor $A_i(\Theta)$ und $P_i(\Theta)$ das negative Vorzeichen, bei Einschuß mit Spin "down" steht vor $p_i$ das negative Vorzeichen):

$$I(\theta) = I_o(\theta)\left[1 + p_x A_x(\theta) + p_y A_y(\theta) + p_z A_z(\theta)\right]$$

$$p_{x'}(\theta)\, I(\theta) = I_o(\theta)\left[P_{x'}(\theta) + p_x K_x^{x'}(\theta) + p_y K_y^{x'}(\theta) + p_z K_z^{x'}(\theta)\right]$$

$$p_{y'}(\theta)\, I(\theta) = I_o(\theta)\left[P_{y'}(\theta) + p_x K_x^{y'}(\theta) + p_y K_y^{y'}(\theta) + p_z K_z^{y'}(\theta)\right]$$

$$p_{z'}(\theta)\, I(\theta) = I_o(\theta)\left[P_{z'}(\theta) + p_x K_x^{z'}(\theta) + p_y K_y^{z'}(\theta) + p_z K_z^{z'}(\theta)\right]$$

mit $I_c(\theta)$ Wirkungsquerschnitt bei unpolarisiertem Einschuß

$I(\theta)$ Wirkungsquerschnitt bei polarisiertem Einschuß

$P_{i'}(\theta)$ Polarisation in i'-Richtung der gestreuten Teilchen bei unpolarisiertem Einschuß

$A_i(\theta)$ Analysierstärke bei Einschuß mit Polarisationsvektor in i-Richtung

$p_i$ Polarisation in i-Richtung der Projektile

$p_{i'}(\theta)$ Polarisation in i'-Richtung der Ejektile

$K_i^{j'}(\theta)$ Polarisationstransferkoeffizienten

$i,j = x, y, z$

Aus Gründen der Paritätserhaltung und der Zeitumkehrvarianz verschwinden vier der $K_i^{j'}$ und es bleiben die "Wolfensteinparameter" (Wol 54):

Depolarisation $D = K_y^{y'}$

Asymmetrie $A = K_z^{x'}$ , $A' = K_z^{z'}$

Rotation $R = K_x^{x'}$ , $R' = K_x^{z'}$ .

Wenn der Polarisationsvektor des einfallenden Strahls nur eine y-Komponente besitzt, die Streuung nach rechts erfolgt, und man berücksichtigt, daß bei der elastischen Streuung $P_{i'}(\theta) = A_i(\theta)$, so vereinfachen sich die Gleichungen zu

$$I(\Theta) = I_0(\Theta) \left[ 1 \mp p_y A_y(\Theta) \right]$$

$$p_{y'}(\Theta)\, I(\Theta) = I_0(\Theta) \left[ -A_y(\Theta) \pm p_y D(\Theta) \right]$$

Das obere Vorzeichen gilt für Einschuß mit Polarisationsvektor "up", das untere für Einschuß mit Polarisationsvektor "down". Daraus ergibt sich für die Depolarisation:

$$D(\Theta) = \frac{p_{y'}(\Theta)\,(1 \mp p_y A_y(\Theta)) + A_y(\Theta)}{\pm p_y}$$

Für die Messung der Depolarisation müssen also die Analysierstärke $A_y(\Theta)$ des Targets T1 bei dem Winkel $\Theta$, die Polarisation $p_y$ des einfallenden Strahls und die Polarisation $p_{y'}(\Theta)$ der gestreuten Protonen bestimmt werden.

Die Analysierstärke $A_y(\Theta)$ von $^{27}$Al und $^{89}$Y wurde in einem separaten Experiment in der "4 $\pi$-Kammer" in Erlangen gemessen (siehe Kap. 2.3), die Analysierstärke der Proton-Proton-Streuung wurde am Erlanger fensterlosen Gastarget (Bit 79) an der ETH Zürich bestimmt (Kre 85/1).

Die Polarisation $p_y$ des einfallenden Strahls und die Polarisation $p_{y'}(\Theta)$ der gestreuten Teilchen wurde mit der Erlanger Doppelstreuanordnung gemessen, die im nächsten Kapitel beschrieben wird.

## 2.2 Das Doppelstreuexperiment

Die Erlanger Doppelstreuanordnung besteht im wesentlichen aus drei Teilen, der Bandkammer (Hen 79), in der die erste Streuung stattfindet und die Strahlpolarisation $p_y$ gemessen wird, dem Magnetspektrometer (Kre 85/2) und dem Hochdruckpolarimeter (Kre 85/3), mit dem die Polarisation der gestreuten Teilchen bestimmt wird.

Um die Polarisation $p_{y'}(\Theta)$ der gestreuten Protonen messen zu können, wird wegen der zu erwartenden niedrigen Zählraten eines Doppelstreuexperiments ein dickes Target T1, ein großer

akzeptierter Raumwinkel nach der Streuung und ein Polarimeter mit großer Ansprechwahrscheinlichkeit, d.h. ebenfalls mit großer Dicke und großen Raumwinkeln, benötigt. Das führt zu einer beträchtlichen Energieverschmierung durch Energieverlust und die Reaktionskinematik. Um die erwünschten gestreuten Protonen von denen zu trennen, die inelastisch oder an anderen Targetkomponenten oder -verunreinigungen gestreut wurden, befindet sich zwischen dem ersten Streuer in der Bandkammer und dem $^{4}$He-Polarimeter ein Impulsfilter, das QDQ-Magnetspektrometer.

Die gesamte Anordnung ist in Abb. 2.2a gezeichnet und in Abb. 2.2b als Photo von oben zu sehen. Die drei Komponenten der Doppelstreuanordnung sind in den oben genannten Veröffentlichungen genau beschrieben, so daß im folgenden nur auf die für dieses Experiment wichtigen Details näher eingegangen wird.

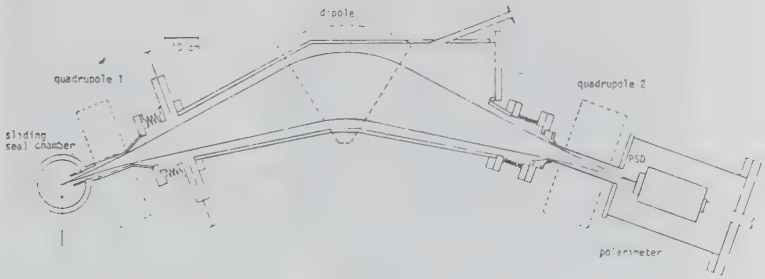



Abb. 2.2a: Horizontale Schnittzeichnung durch die Doppelstreuanordnung

### 2.2.1 Targets, Energien

Nach dem Bohr'schen Theorem (Boh 59) sind Spinflips in der elastischen Streuung nur bei Streuung an Kernen mit einem Kernspin $I \neq 0$ möglich. Die Messung der Depolarisation erfolgte an drei Kernen, $^{27}_{13}$Al, $^{89}_{39}$Y und Wasserstoff.

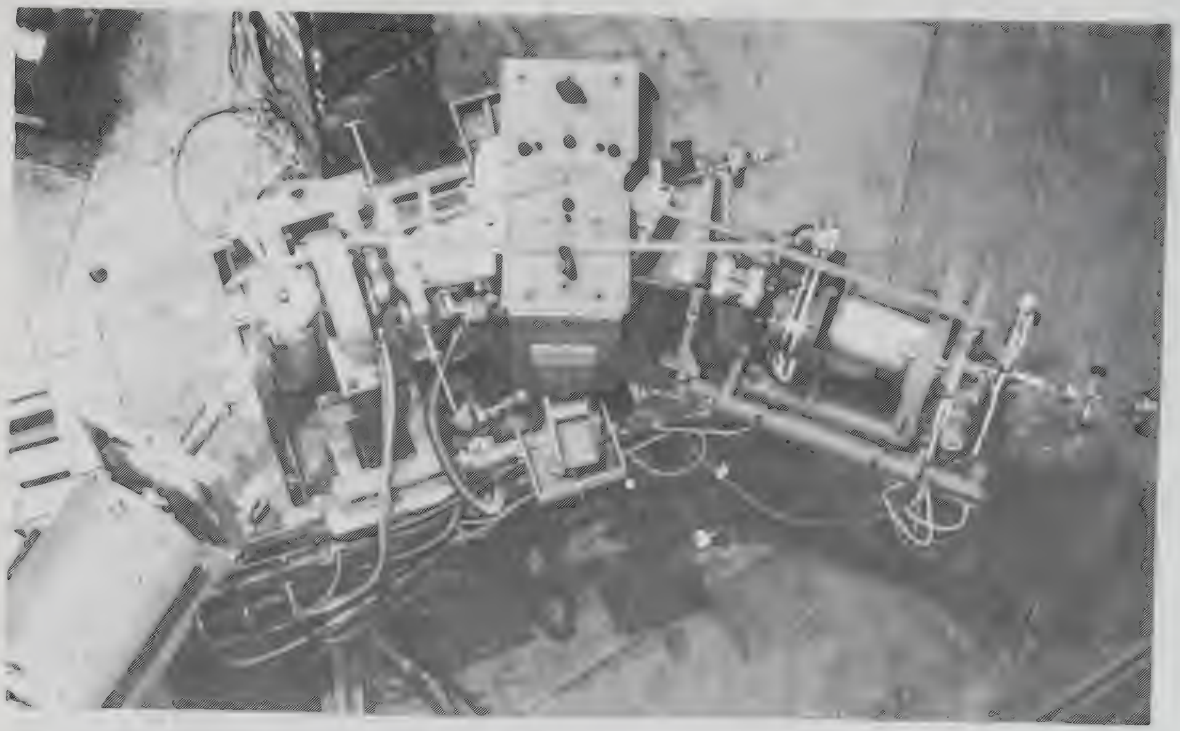


Abb. 2.2b: Ansicht der Doppelstreuanordnung von oben

$^{27}$Al mit einem Kernspin 5/2 wurde als Target gewählt, da hier eine Messung bei 10,35 MeV (Löh 81) vorlag. Da der Wirkungsquerschnitt Schwankungen von etwa 1 MeV Breite zeigt (siehe Kap. 4.2.1.1), sollte bei einer etwas höheren Energie (11 MeV) geprüft werden, ob sich dies stark auf das Spin-Spin-Potential auswirkt. $^{27}$Al ist ein natürliches Reinisotop und leicht als Target erhältlich. Es wurde eine selbsttragende Folie der Dicke 20 $\mu$m (= 5,4 mg/cm$^2$) benutzt.

Als weiterer Kern wurde $^{89}$Y gewählt. Wegen des kleinen Kernspins I = 1/2 und wegen der 1/A-Abnahme des spharischen Spin-Spin-Potentials wurde nur ein kleiner Depolarisationseffekt erwartet. Aufgrund des Kernspins können keine Quadrupolspinflips auftreten und da die Einschußenergie weit über der (p,n)-Schwelle (3,6 MeV) dieses mittelschweren Kerns liegt, sind die Compoundbeiträge klein. Als Target diente eine 18 $\mu$m (= 8 mg/cm$^2$) Folie der Firma A.E.R.E. Harwell.

Als drittes wurde die Depolarisation in der Proton-Proton-Streuung gemessen. Da mit dem Erlanger fensterlosen Gastarget bei 12 MeV bereits die Analysierstärke der pp-Streuung gemessen wurde, und Wirkungsquerschnittsmessungen ebenfalls durchgeführt werden, wurde durch die Depolarisationsmessung die Datenbasis erweitert. Als Target wurde wegen des hohen Wasserstoffgehaltes eine Polyäthylenfolie ($CH_2$)$_x$ der Dicke 15 $\mu$m gewählt.

Der verwendete polarisierte Protonenstrahl wurde in der Erlanger Lamb-Shift-Quelle (Löh 76, Fei 75) erzeugt und durch periodisches Umpolen der Sonaspulen und des Argonkanal B-Feldes mit einer Frequenz von 0,1 Hz (Sch 76) zwischen den Polarisationszuständen "up" und "down" geschaltet. Die oben genannten Energien wurden mit einem EN-Tandem Beschleuniger von HVEC erreicht.

### 2.2.2 Bandkammer

Abb. 2.2.2 zeigt einen Querschnitt durch die Bandkammer, in der die erste Streuung stattfindet. Der Durchmesser beträgt nur 14 cm, um den Abstand vom Target zum 1. Quadrupol, der ausgangsseitig folgt, möglichst klein zu halten und damit

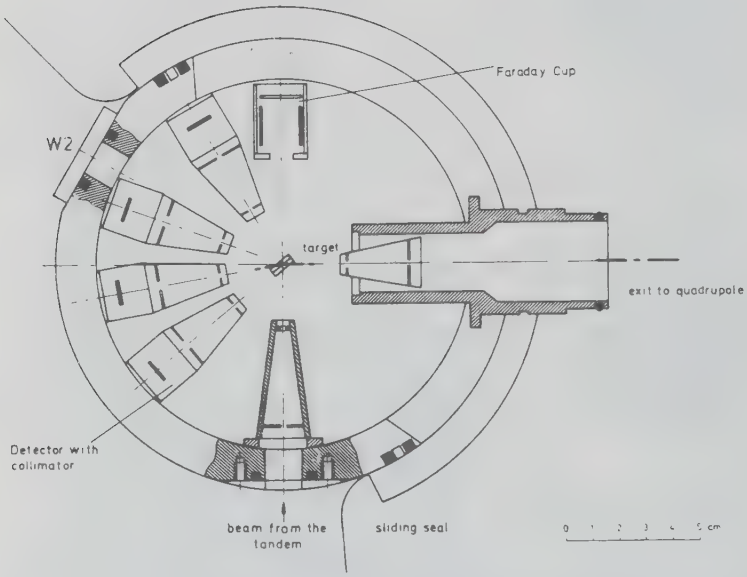



Abb. 2.2.2: Horizontale Schnittzeichnung durch die Bandkammer

einen sehr großen akzeptierten Raumwinkel (20 msr) zu erreichen. Die Kammer ist mit einem gleitenden teflonbeschichteten Stahlband gedichtet und der Ausgang kann somit ohne Vakuumverlust von $-10^{\circ}$ bis $+120^{\circ}$ gedreht werden.

Zentral in der Bandkammer befindet sich die Targetleiter mit Platz für bis zu fünf Targets. Des weiteren können in der Streuebene der Einschußkollimator, ein Faraday-Cup und mehrere Halbleiterdetektoren befestigt werden. Der Kollimator wurde mit einer Einschußblende (Ø 1,5 mm) und einer Antistreublende bestückt.

Symmetrisch zum einfallenden Strahl wurden unter einem Rückwärtswinkel zwei Oberflächensperrschichtzähler (Dicke 1000 $\mu$m) angebracht, um simultan die Polarisation des

einfallenden Strahls zu messen. Dabei diente das Target zugleich als Polarimetertarget. Es wurde darauf geachtet, daß die Detektorblenden den gleichen horizontal akzeptierten Winkel definieren, wie in der $4\pi$-Kammer-Messung, um die gleiche Winkelmittelung der Analysierstärke zu erhalten.

Der Faraday-Cup mit Repeller dient als Strahlauffänger und zur Überwachung der Strahlintensität. Aus räumlichen Gründen wird durch ihn der Streuwinkelbereich auf Winkel größer als $40^{\circ}$ beschränkt. Für die Depolarisationsmessung an $^{1}H$ mit den interessierenden Winkeln kleiner als $40^{\circ}$ mußte daher der Cup ausgebaut werden. Stattdessen wurde zum Einstellen des Strahls ein Mini-Faraday-Cup mit Repeller auf eine Targetposition der Leiter montiert. Während der Messung wurde die Strahlintensität mittels der Zählrate eines Monitordetektors überwacht, der auf der linken Seite unter $40^{\circ}$ angebracht war.

### 2.2.3 QDQ Spektrometer

Das Magnetspektrometer setzt sich aus dem 1. Quadrupol, dem Dipol und dem 2. Quadrupolmagneten zusammen (siehe Abb. 2.2a, 2.2b). Der Ablenkwinkel des Dipolmagneten beträgt $40^{\circ}$, die erreichte Dispersion des Spektrometers $\Delta x\,(\Delta p/p)^{-1} = 1{,}3$ m. Beide Quadrupole werden horizontal defokussierend und vertikal fokussierend betrieben. Der 1. Quadrupol dient vor allem der Vergrößerung des akzeptierten Raumwinkels, der 2. Quadrupol zur Fokussierung und um in der Polarimetergegend einen engen, möglichst parallelen Strahl zu erreichen. Die Ströme der Quadrupole und das B-Feld des Dipols, das mit einer Hallsonde stabilisiert wird, können vom Kontrollraum aus ferngesteuert werden.

Die Magnetfelder wurden so eingestellt, daß ein Doppelfokus erhalten wurde, d.h. sowohl der vertikale als auch der horizontale Fokus lagen an derselben Stelle. Durch axiale Verschiebung des Polarimeters konnte bei den $^{27}Al$- und $^{89}Y$-Messungen der Polarimetereingang an die Doppelfokusposition gebracht werden. Bei den an $^{1}H$ gestreuten Teilchen lag die Doppelfokusposition so weit vom 2. Quadrupol entfernt, daß der Schiebeweg des Polarimeters (86 mm) nicht ausreichte. Der Grund dafür ist, daß der horizontale Fokus umso weiter vom

Quadrupol entfernt liegt, je steiler die Reaktionskinematikkurve $E_{Ejektil} = E_{Ejektil}(\theta)$ ist. Diese Steigung wird bei der Streuung gleicher Teilchen (siehe Abb. 2.2.3a) am großten. Die Berechnung der Verschiebung des horizontalen Bildpunktes kann näherungsweise im Abbildungsformalismus mit Matrizen (z.B. Hen 74, Gro 83) erfolgen und ist in der Arbeit von A. Rauscher (Rau 83) eingehend beschrieben. Der Doppelfokus konnte durch zwei Maßnahmen wieder am Polarimeter erreicht werden: zum einen wurde der Dipol radial nach außen verschoben, was ein Heranziehen des horizontalen Fokus bewirkt (Rau 83), zum anderen wurde zwischen Dipol und zweitem Quadrupol ein Federbalg eingebaut und damit das Polarimeter um 70 mm weiter vom Dipol entfernt.

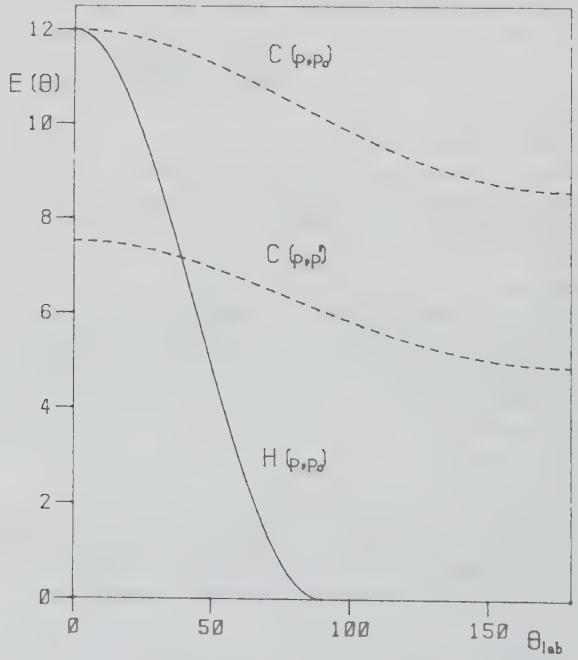



Abb. 2.2.3a: Reaktionskinematikkurven $^{1}H(p,p)$, $^{12}C(p,p)$ und $^{12}C(p,p')$ (Q = -4,43) bei 12 MeV Einschußenergie

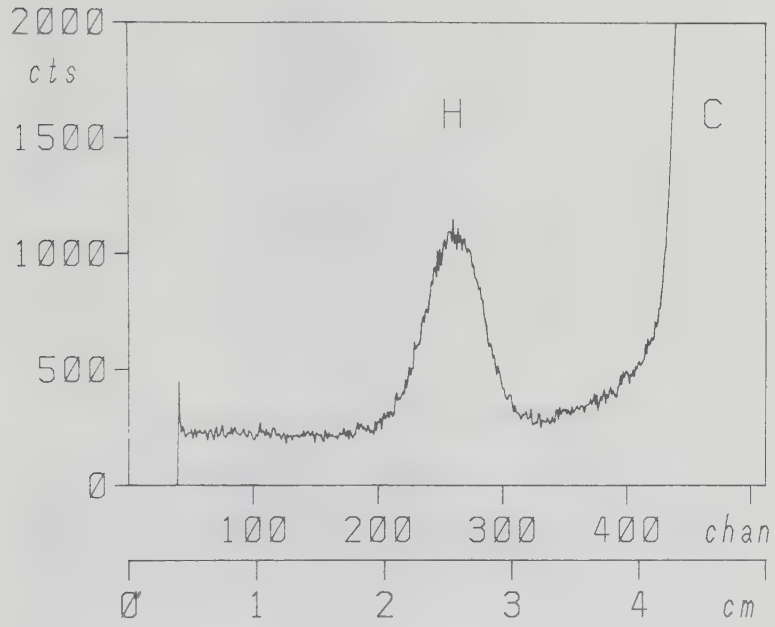



Abb. 2.2.3b: PSD-Spektrum nach der Streuung von Protonen an Polyäthylen unter einem Winkel von $10^{\circ}$ bei 12 MeV

Bei den $^{27}Al$- und den $^{89}Y$-Messungen wurde der vom Spektrometer akzeptierte Raumwinkel voll ausgenutzt. Der horizontal akzeptierte Winkelbereich beträgt dabei $\pm$ $3{,}3^{\circ}$, der vertikale $\pm$ $6{,}4^{\circ}$. In der Proton-Proton-Streuung entspricht dieser akzeptierte horizontale Winkelbereich wegen der steilen Reaktionskinematikkurve sehr unterschiedlichen Energien der gestreuten Teilchen. Bei der Energieauflösung des Spektrometers von $E/\Delta E$ = 315 wäre das "Bild" des Targetbrennflecks am Polarimeter viel breiter als das Eintrittsfenster. Daher wurde der vom Spektrometer akzeptierte horizontale Winkelbereich bei der $^{1}H$-Messung durch eine ovale Blende im Bandkammerausgang begrenzt. Die Blende mit der Höhe 11 mm und der Breite 1,5 mm beschränkt den Winkelbereich horizontal auf

$\pm$ 0,9°, vertikal jedoch nicht. Das ergibt ein Strahlfleckbild mit einer Breite, die etwa der Breite des Polarimetereintritts (6 mm) entspricht. Abb. 2.2.3b zeigt ein Spektrum des ortsempfindlichen Zählers, der vor den Polarimetereingang gefahren werden kann (siehe Kap. 2.2.4). Das Spektrum wurde nach der Reaktion $^{1}H(p,p)^{1}H$ unter einem Streuwinkel von $10^{\circ}_{lab}$ aufgenommen. Der Zähler stand horizontal, wobei die höherenergetischen Teilchen den Zähler weiter links treffen und im Spektrum rechts erscheinen. Das Ortsspektrum zeigt die Breite des Fokus der an $^{1}H$ gestreuten Protonen von etwa 6 mm. Weiterhin wird die gute Trennung dieser Protonen von den elastisch an Kohlenstoff gestreuten Protonen unter diesem Vorwärtswinkel deutlich.

### 2.2.4 $^{4}$He-Hochdruckpolarimeter

Das $^{4}$He-Polarimeter, Abb. 2.2.4 zeigt eine vertikale Schnittzeichnung, dient zur Bestimmung der Polarisation der gestreuten Teilchen. Diese treten durch einen Szintillator (Material NE102, Fläche 8 x 22 mm, Dicke 200 $\mu$m) und durch ein ovales Fenster (6 x 20 mm), das mit einer Folie (Material Edelstahl, Dicke 25 $\mu$m) gedichtet wird, in die mit 20 bar $^{4}$He gefüllte Gaszelle ein. Die Länge der effektiven Targetzone beträgt etwa 5 cm. Die hier gestreuten Protonen werden in den Detektoren links und rechts (Detektorfläche 459 mm$^{2}$, Dicke 480 $\mu$m) nachgewiesen. Der Streuwinkelbereich wird durch zehn Stahllamellen, die sich direkt vor den Detektoren befinden, und unter einem Winkel von 135° zur Strahlachse befestigt sind, auf 91° - 153° festgelegt. Am Ende der Gaszelle sind zwei streifenförmige Halbleiterzähler vertikal befestigt. Sie dienen zur Kontrolle der Strahlachse bezüglich der Polarimeterachse und als Strahlauffänger. Vor das Polarimetereintrittsfenster kann mittels eines Elektromotors ein ortsempfindlicher Halbleiterdetektor (Fläche 8 x 50 mm$^{2}$, Dicke 1000 $\mu$m) geschoben werden. Das ermöglicht, die Strahllage und -dicke in der Polarimeterregion genau festzustellen. Der Szintillator, der das gesamte Eintrittsfenster abdeckt, dient der Untergrundreduzierung der Polarimeterspektren. Wie in Kap. 2.2.5 beschrieben wird, werden die Polarimeterdetektorsignale in Koinzidenz mit den Signalen des Szintillators gemessen. Das Licht des Szintillators gelangt über einen

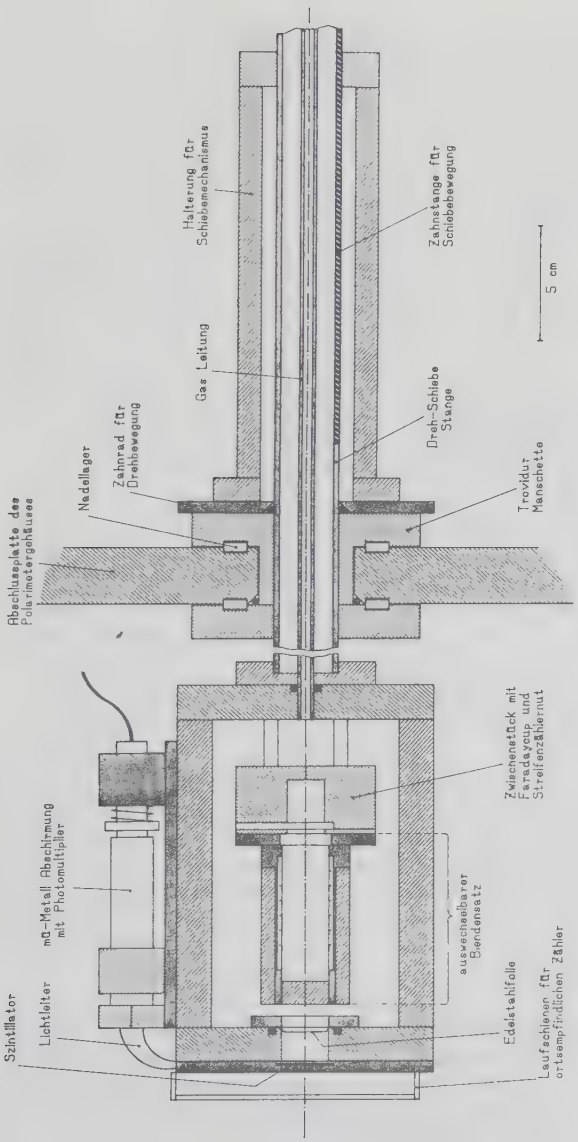



Abb. 2.2.4: Vertikale Schnittzeichnung durch das $^4$He-Hochdruckpolarimeter

Lichtleiter zum Photomultiplier (10-stufig, Verstärkung $10^6$) auf der Gaszelle. Der Multiplier ist wegen der Streufelder des 2. Quadrupols von einer $\mu$-Metallabschirmung umgeben.

Die gesamte Gaszelle mit Photomultiplier und ortsempfindlichem Zähler ist am Ende einer Stange befestigt, die vakuumdicht durch die Abschlußplatte geführt ist. Die Stange ist mit Hilfe von Elektromotoren in axialer Richtung um 86 mm verschiebbar und um die Achse drehbar. Die Schiebebewegung kann an beliebiger Position gestoppt werden, die Drehbewegung in den drei Stellungen $0^{\circ}$ (NORM), $90^{\circ}$ (VERT) und $180^{\circ}$ (REV).

Beide Bewegungen können vom Kontrollraum aus ferngesteuert werden, um den Strahlverlauf beim Einstellen der Magnete auf dem ortsempfindlichen Zähler zu messen. Die Drehbewegung wird darüber hinaus während einer Messung vom Experimentrechner PDP11/40 gesteuert und periodisch nach NORM bzw. REV gedreht. Der Grund dafür ist, daß der Polarisationsvektor der zu analysierenden Teilchen nicht auf einfache Weise "up"/"down" geschaltet werden kann, wie es zur Vermeidung von apparativen Asymmetrien und systematischen Fehlern bei Polarisationsmessungen üblich ist. Statt dessen erfolgt eine völlig analoge Messung durch Drehen des Polarimeters.

### 2.2.5 Datenaufnahme

Die Datenaufnahme erfolgte am Experimentrechner PDP11/40 über CAMAC-Crate mit dem Programm "POLAR", einer modifizierten Version des Programmes "EDDA" (Urb 77). Angeschlossen waren zwei ADC's und zwei Routingsysteme (Tre 76). Mit dem ersten ADC wurden die Bandkammer- und Streifenzählerspektren, mit dem zweiten die Polarimeterspektren mit jeweils 512 Kanälen Auflösung aufgenommen. Das Wenden des Polarimeters wurde rechnergesteuert alle 10 min durchgeführt.

Die Polarimeterspektren wurden in Koinzidenz mit den Signalen des Szintillators gemessen, wie in Abb. 2.2.5a schematisch dargestellt ist, d.h. ein Polarimeterdetektorsignal wird nur dann als "echt" anerkannt, wenn vorher im Szintillator von einem durchfliegenden Proton ein Signal erhalten wurde. Der 10 nF Kondensator verkürzt die Anstiegszeit der Signale des

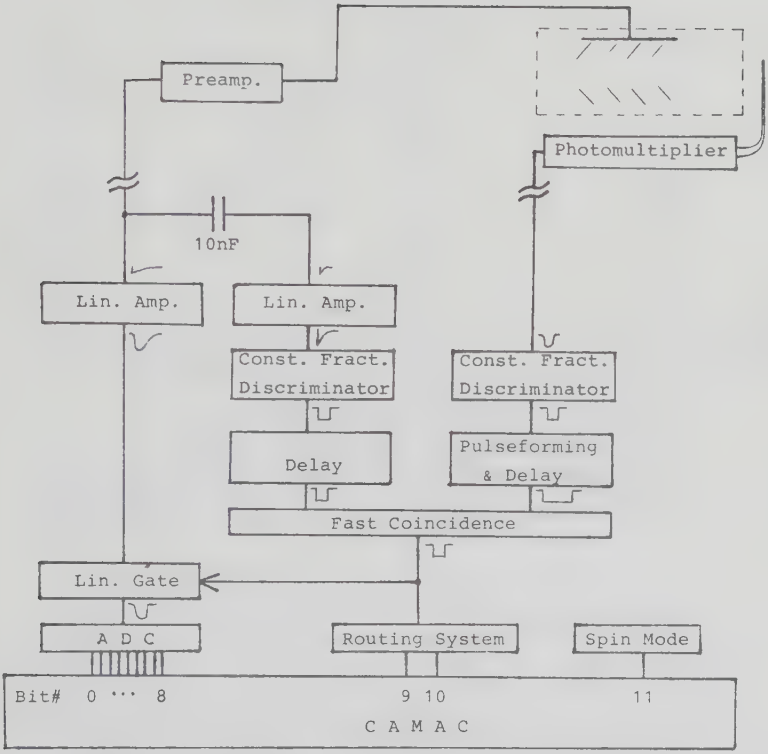



Abb. 2.2.5a: Schema der Datenaufnahmeelektronik eines Polarimeterdetektors

Vorverstärkers, was zu einem genaueren Zeitabgriff führt. Außerdem verhindert er einen möglicherweise vorhandenen Gleichspannungsoffset des Signals, der bei den kleinen Pulsen und der niedrig eingestellten Diskriminatorschwelle erheblich stören würde. Da die Zählrate der Polarimeterpulse klein ist, muß zum Einstellen der Delayzeiten ein Differenzzeitspektrum der Eingangssignale der Koinzidenzstufe aufgenommen werden.

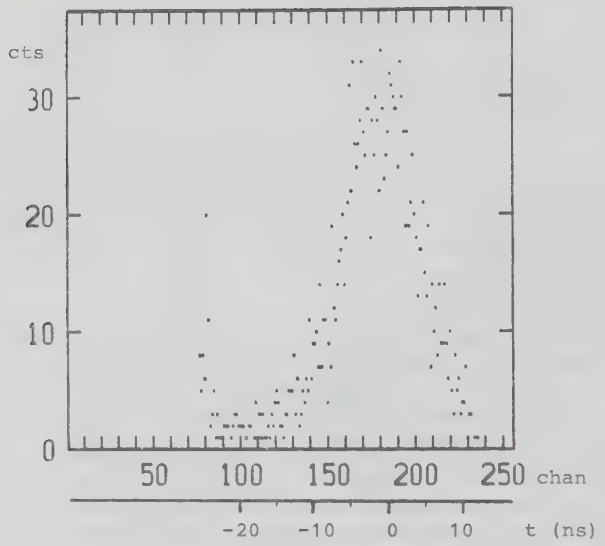



Abb. 2.2.5b: Differenzzeitspektrum zwischen Szintillator und einem Polarimeterdetektor

Abb. 2.2.5b zeigt ein solches Zeitspektrum des rechten Detektors, gemessen nach der Streuung $^{27}$Al(p,p)Al bei 40° mit $E_p$ = 11 MeV. Die Laufzeitunschärfe beträgt etwa 20 ns und ist im wesentlichen elektronisch bedingt. Um sicher alle "echten" Pulse zuzulassen, wurde die Pulslänge auf das doppelte dieser Unschärfe eingestellt. Die Zahlrate der zufälligen Koinzidenzen ist $\nu_z = \nu_p \nu_s (T_p + T_s)$, mit $\nu_{p,s}$ Zählrate eines Polarimeterdetektors bzw. des Szintillators, $T_{p,s}$ Pulslänge der Eingangssignale in die Koinzidenzstufe für Polarimeterdetektor bzw. Szintillator. Der Untergrund-Unterdrückungsfaktor $\nu_z/\nu_p$ war im niederenergetischen Bereich der Polarimeterspektren, wo wegen des exponentiellen Verlaufes eine hohe Untergrundzählrate vorlag, typischerweise kleiner als $10^{-3}$.

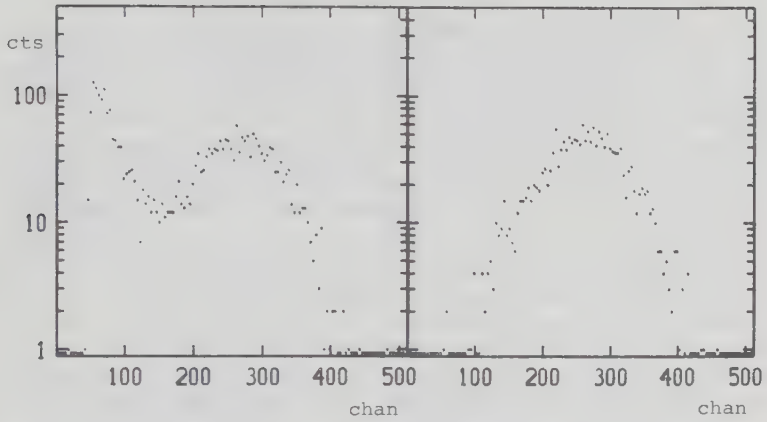



Abb. 2.2.5c: Spektren eines Polarimeterdetektors nach Streuung an Al unter 40°. Links: ohne Koinzidenz, rechts: in Koinzidenz mit dem Szintillator

In der Abb. 2.2.5c sind zwei Spektren des linken Polarimeterdetektors nach der Streuung $^{27}$Al(p,p)Al bei 40° mit E = 11 MeV zu sehen, links mit "ausgeschalteter" Koinzidenzbedingung, rechts mit Koinzidenz. Das rechte Spektrum ist untergrundfrei und die Zahl der Ereignisse kann durch einfaches Markensetzen ermittelt werden. Das ist besonders bei hohen Streuwinkeln nötig, da wegen der kleineren Zählrate und der niedrigeren Ejektilenergie der Peak fast völlig im Untergrund verschwinden würde.

Der Experimentrechner PDP11/40 war während der Messungen über eine V24-Schnittstelle mit dem Kleinrechner CBM 3032 verbunden. Die Peakinhalte wurden periodisch transferiert, so daß am CBM-Bildschirm ständig die neueste Sofortauswertung vorlag und auf Diskette oder Drucker protokolliert werden konnte.

## 2.3 Einfachstreuexperiment

Die Analysierstärke der $^{1}H(p,p)H$-Streuung wurde, wie schon erwähnt, mit dem Erlanger fensterlosen Gastarget (Bit 79) an der ETH in Zürich bestimmt (Kre 85/1).

In der 4π-Kammer in Erlangen (Bit 74, Kli 77) wurden Winkelverteilungen von $30^{\circ}$ bis $165^{\circ}$ der Analysierstärke und des differentiellen Wirkungsquerschnittes der Reaktionen $^{27}Al(p,p)Al$ und $^{89}Y(p,p)Y$ gemessen. Zur Analyse der gemessenen Depolarisationsdaten werden der Wirkungsquerschnitt und die optischen Modellparameter benötigt (siehe Kap. 4), und daher $d\sigma/d\Omega$ mit ermittelt.

Der polarisierte Strahl wurde in der Erlanger Lamb-Shift-Quelle (Löh 76, Fei 75) erzeugt und die Polarisation zum Eliminieren apparativer Asymmetrien bei der $^{27}Al$-Messung durch periodisches Anlegen eines Störmagnetfeldes im Nulldurchgang des Sonaüberganges mit einer Frequenz von 10 Hz in der Spinstellung "up" ein- und ausgeschaltet (Sch 76). Bei der $^{89}Y$-Messung wurde die Polarisation durch Umpolen der Sonaspulen und des Argon B-Feldes mit einer Frequenz von 1 Hz "up" und "down" geschaltet. Der Strahl wurde mit einem EN-Tandem der Firma HVEC beschleunigt. Um Fluktuationen der Observablen ausschließen zu können, wurden mehrere Energien gemessen: für $^{27}Al$ die 23 Energien 10; 10,25; 10,35; 10,5; 10,6 und weiter in 0,1 MeV-Schritten bis 12,4 MeV; für $^{89}Y$ die sechs Energien von 10 MeV bis 11,25 MeV in 0,25 MeV-Schritten. Als Targets dienten die gleichen wie in Kap. 2.2.1 beschrieben. Zur Absolutnormierung des Wirkungsquerschnittes wurde zusätzlich bei 4 MeV an dem Meßtarget und an einer Goldfolie gestreut.

### 2.3.1 Die 4π - Kammer

Der Strahl tritt durch eine Blende (Ø 2 mm) und eine Antistreublende in die 4π-Kammer ein (Abb. 2.3.1) und trifft in der Mitte auf das um $45^{\circ}$ gedrehte Target. In der Streuebene sind zwei Monitordioden zur Strahlüberwachung unter $\pm 20^{\circ}$ und 15 weitere Halbleiterdetektoren angebracht. Diese sind bei den Winkeln $30^{\circ}$, $40^{\circ}$...$90^{\circ}$, $-90^{\circ}$, $-100^{\circ}$...$-160^{\circ}$ auf drehbaren

Ringen befestigt und wurden für eine zweite Messung zu um 5° größeren Winkeln gedreht. Für die Y-Messung bei 11 MeV wurden die Ringe ein weiteres Mal um 5° gedreht, so daß der Winkelbereich hier bis 170° geht. Verschiedene Blenden vor den Detektoren begrenzten den Raumwinkel auf 0,013 msr bis 1,256 msr bei größeren Streuwinkeln. Der ungestreute Strahl gelangt hinter der 4π-Kammer in einen Farday-Cup und schließlich durch ein darin befindliches Loch in ein $^4$He-Polarimeter zur Polarisationsmessung.

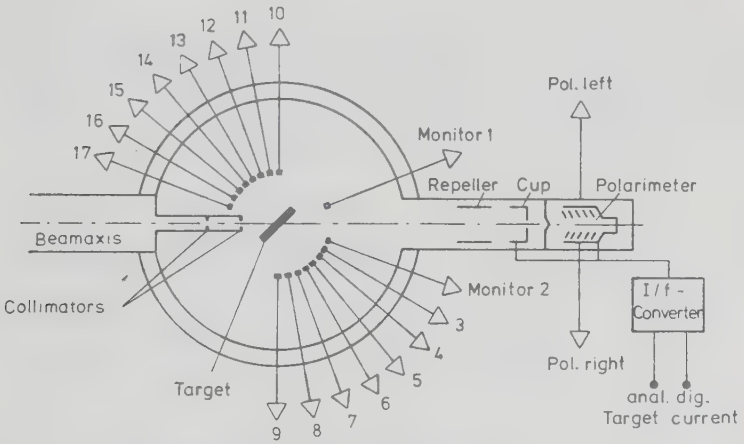



Abb. 2.3.1: Schema der 4π-Kammer Versuchsanordnung

### 2.3.2 Datenaufnahme

Die Datenaufnahme erfolgte wie beim Doppelstreuexperiment mit einer PDP11/40 mit CAMAC-Crate, an das zwei ADC's (1. ADC: Monitordioden, 2. ADC: restliche Dioden) mit Routingsystemen (Ire 76) angeschlossen waren. Das Aufnahmeprogramm "POLAR" ermöglichte einen on-line Transfer der Peakinhalte an den über V24-Interface angekoppelten Kleinrechner CBM 3032 zu einer Sofortauswertung und Überwachung der Messungen. Die Polarimeterdetektoren wurden an einem Nuclear Data Vielkanalanalysator angeschlossen.

Während der Messungen wurde der Strom vom Faraday-Cup aufintegriert und für jeden ADC und für jeden Polarisationszustand getrennt bezüglich ADC-Totzeit und Totzeit während der Spinumschaltung korrigiert (Rüs 79). Diese vier Stromzähler dienten zur Aneichung der beiden Winkelstellungen und der Niederenergiemessung bei 4 MeV.

## 3 Bestimmung der Observablen

Die Peakinhalte der $4\pi$-Kammerspektren, der Bandkammerspektren und der $^4$He-Hochdruckpolarimeter-Spektren wurden mit dem Programm "AUSWERT", einer Version des Programms "EDDA" (Urb 77), an einer PDP11/40, und mit dem Progamm A15 (Ira 77) an einer PDP15 ermittelt.

### 3.1 Analysierstärke

Die Polarisation des Strahls und die Analysierstärke bei den $4\pi$-Kammer Detektorwinkeln errechnet sich aus $p \cdot A = \varepsilon$ mit $p$ Strahlpolarisation, $A$ Analysierstärke und $\varepsilon$ Zählratenasymmetrie. $\varepsilon$ erhält man je nach Anzahl der Zähler (symmetrische Doppelzählerauswertung oder Einfachzählerauswertung) und nach dem Modus der Spinschaltung (ein/aus oder up/down) wie folgt:

ein/aus (bei der $^{27}$Al-Messung):

Doppelzähler (Polarimeter und $90^\circ$ bzw. $95^\circ$-Zähler)

$$\varepsilon = \frac{\alpha - 1}{\alpha + 1} \quad ; \qquad \alpha = \frac{L_{ein}\, R_{aus}}{L_{aus}\, R_{ein}}$$

Einfachzähler (restliche Winkel):

$$\varepsilon = \frac{-R_{ein}}{R_{aus}} + 1 \quad \text{bzw.} \qquad \varepsilon = \frac{L_{ein}}{L_{aus}} - 1$$

up/down (bei $^{89}$Y-Messung):

Doppelzähler (Polarimeter und $90^\circ$- bzw. $95^\circ$-Zähler:

$$\varepsilon = \frac{\alpha - 1}{\alpha + 1} \quad ; \qquad \alpha = \left( \frac{L_{up}\, R_{down}}{L_{down}\, R_{up}} \right)^{1/2}$$

Einfachzähler (restliche Winkel):

$$\varepsilon = \frac{R_{down} - R_{up}}{R_{down} + R_{up}} \quad \text{bzw.} \quad \varepsilon = \frac{L_{up} - L_{down}}{L_{up} + L_{down}}$$

dabei steht R bzw. L für die Zählraten eines links bzw. rechts der Strahlachse positionierten Zählers und die Indizes für die Polarisationsmodi. Die Polarisation des Strahls ergab Werte um 0,6. Die Fehler in der Analysierstärke wurden als statistische Fehler aus den Zählraten mit Fehlerfortpflanzung errechnet. Die Zahlen finden sich im Anhang dieser Arbeit. Abb. 3.1 zeigt die erhaltenen Werte für $^{27}$Al bei 11 MeV Einschußenergie. Die Ergebnisse für $^{89}$Y sind in Abb. 4.2.1.2 als experimentelle Punkte zu sehen.

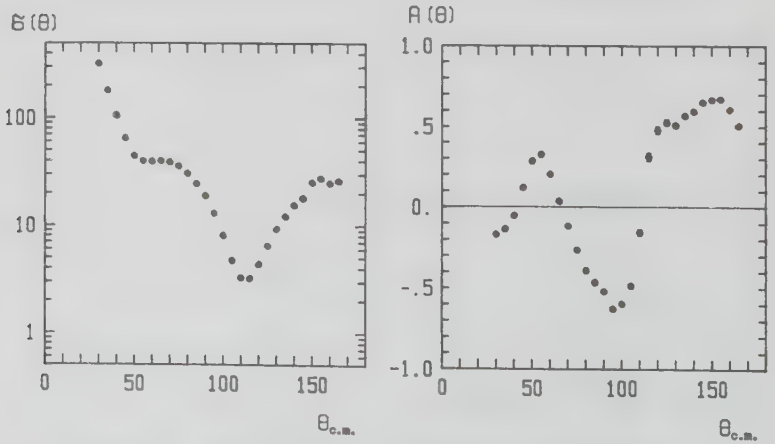



Abb. 3.1: Gemessene Analysierstärke und Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung $^{27}$Al(p,p) bei 11 MeV

### 3.2 Wirkungsquerschnitt

Zur Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnittes wurden zunächst mittels der Goldmessung bei 4 MeV, bei der reine Rutherfordstreuung angenommen wurde, die unterschiedlichen Raumwinkel normiert. Unter der weiteren Annahme, daß beim Meßtarget bei 4 MeV Einschußenergie bei $30^{\circ}$ noch Rutherfordstreuung vorliegt, konnte eine absolute Eichung des Wirkungsquerschnittes auf einfallenden Strom und Targetdicke für die höheren Energien gewonnen werden. Wegen der großen Targetdicke findet jedoch eine Aufstreuung des Strahls statt, so daß der Faraday-Cup bei kleinen Einschußenergien nicht mehr den gesamten Strahl sieht. Das führt zu einer falschen Stromintegration und damit zu einer fehlerbehafteten Absolutnormierung des Wirkungsquerschnittes. Daher wurden die Wirkungsquerschnitte noch nachnormiert. Für $^{89}Y$ wurden mit dem optischen Modell Fitprogramm "MAGALI" (Ray 69) Rechnungen durchgeführt, bei denen die Normierung des Wirkungsquerschnittes freigegeben wurde. Dabei wurden die $\sigma$-Daten an die Vorwärtswinkel angepasst, wo die theoretischen Werte kaum von den verwendeten OM-Parametern abhängen. Bei $^{27}Al$ wurden die Wirkungsquerschnitte bei $35^{\circ}$ an Werte angeeicht, die aus globalen OM-Parametersätzen (Bec 69, Per 63) berechnet wurden. Auch hier waren die Werte weitgehend parameterunabhängig. Die erhaltenen Werte sind im Anhang aufgelistet. Wegen der Unsicherheiten in der Absolutnormierung wurde der Fehler in $\sigma$ auf 3 % gesetzt. In den Abbildungen 3.1 und 4.2.1.2 sind die Daten für $^{27}Al$ bei 11 MeV bzw. für $^{89}Y$ dargestellt.

### 3.3 Strahlpolarisation $p_y$ beim Doppelstreuexperiment

Die Polarisation des einfallenden Strahls wurde aus den Zählraten der zwei symmetrisch unter einem Rückwärtswinkel angebrachten Halbleiterzähler ermittelt. Dabei diente das Target zugleich als Polarimetertarget. Für $^{27}Al$ und $^{89}Y$ wurden für die Doppelzählerauswertung mit Spinumschaltung up/down (siehe Kap. 3.1) die 4$\pi$-Kammer-Analysierstärkewerte verwendet ($A_{Al}(158^{\circ}) = 0,62$ , $A_Y(158^{\circ}) = -0,18$). Die Werte für diesen Winkel wurden aus den gemessenen benachbarten Winkeln interpoliert. Für die Strahlpolarisationsmessung bei der Proton-

Proton-Streuung wurde der im Polyäthylentarget vorhandene Kohlenstoff für die Polarimeterreaktion benutzt. Die Detektoren standen dabei unter einem Winkel von $150^{\circ}$. Die Analysierstarke von Kohlenstoff ist in der Gegend von 12 MeV stark energie- und winkelabhängig und wurde daher für jede Messung durch Vergleich mit Polarisationsmessungen an $^{27}Al$ neu bestimmt.

Wegen der Unsicherheiten beim Interpolieren für $^{27}Al$ und $^{89}Y$, und wegen möglicher Polarisationsschwankungen während der Vergleichsmessungen beim Kohlenstoff wurde im folgenden der Fehler der Strahlpolarisation auf 0,01 hochgesetzt.

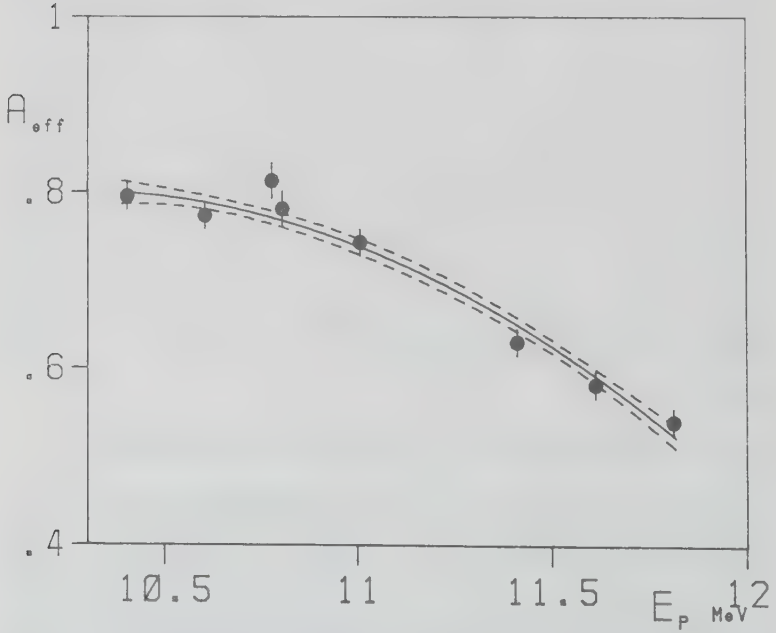



Abb. 3.4: Effektive Analysierstärke des $^{4}He$-Polarimeters in Abhängigkeit von der Protonenenergie vor dem Szintillator. Gemessene Punkte und quadratischer Polynomfit mit Fehlerband

### 3.4 Die effektive Analysierstärke $A_{eff}$ des $^4$He-Hochdruckpolarimeters

Zur Messung der Polarisation der gestreuten Protonen wird die Analysierstärke des $^4$He-Polarimeters benötigt. Zu deren Bestimmung wurde ein Protonenstrahl bekannter Polarisation (vorher und nachher durch Streuung an $^{27}$Al gemessen) in der Bandkammer an einem $^{208}$Pb Target (Dicke 10 mg/cm$^2$) unter 40° gestreut. Da wegen des Kernspins I = 0 kein Spinflip aufgrund von Spin-Spin-Kräften, Quadrupolspinflip oder Compoundspinflip auftritt, und außerdem die Analysierstärke dieses Vorwärtswinkels bei den verwendeten Energien nahezu Null ist (Spi 79), hat der gestreute Strahl dieselbe Polarisation wie der einfallende und kann damit zur Eichung des Polarimeters benutzt werden. Wegen der Energieabhängigkeit der effektiven Analysierstärke des Polarimeters wurde die Pb-Streuung bei mehreren Einschußenergien durchgeführt. Die Messungen erfolgten mit periodischer Drehung des Polarimeters nach "NORM" und "REV" und wurden analog zu den Ausführungen im nächsten Kapitel ausgewertet. In Abb. 3.4 sind die gemessenen $A_{eff}$ gegen die Energien $E_p$ vor dem Szintillator aufgetragen. $E_p$ ergibt sich aus Reaktionskinematik- und Energieverlustrechnungen. Die für die Depolarisationsmessungen benötigten Werte $A_{eff}(E_p)$ wurden dann mittels eines quadratischen Polynoms berechnet, das durch die Meßpunkte gefittet wurde. Das Fehlerband ergibt sich aus den Fehlern der Einzelmessungen, die wiederum aus den statistischen Fehlern der Zählraten und dem Fehler in der Strahlpolarisation stammen. Wegen der vorhandenen kleinen Abweichungen der gemessenen Punkte vom Polynomfit wurde der Fehler $A_{eff}$ im folgenden auf 0,02 gesetzt.

### 3.5 Die Polarisation $p_y'$ der gestreuten Teilchen und die Depolarisation

Es stehen für die Bestimmung der Polarisation der gestreuten Protonen insgesamt acht Integrale aus den Polarimeterspektren zur Verfügung:
In der Spinstellung "up" des in die Bandkammer fallenden Strahls werden für die zwei Polarimeterdetektoren jeweils zwei Spektren aufgenommen, eines in der Polarimeterstellung "NORM" und eines in "REV". In der Spinstellung "down" werden

ebenfalls zwei mal zwei Spektren erhalten. Im folgenden seien die Integrale mit Z bezeichnet, wobei der Index 1 für den in Stellung "NORM" links der Polarimeterachse gelegenen und 2 für den in Stellung "NORM" rechts gelegenen Detektor steht, der Index N für in "NORM", der Index R für in "REV" gemessene Spektren, und schließlich der Index u für einfallenden Strahl "up", d für "down" polarisiert. Mittels Doppelzählerauswertung läßt sich die Polarisation der gestreuten Protonen schreiben als

$$p_{y'u} = \frac{1}{A_{eff}}\,\varepsilon_u \;; \qquad \varepsilon_u = \frac{\alpha_u - 1}{\alpha_u + 1} \;; \qquad \alpha_u = \left(\frac{Z_{1Nu}\,Z_{2Ru}}{Z_{1Ru}\,Z_{2Nu}}\right)^{1/2}$$

$$p_{y'd} = \frac{1}{A_{eff}}\,\varepsilon_d \;; \qquad \varepsilon_d = \frac{\alpha_d - 1}{\alpha_d + 1} \;; \qquad \alpha_d = \left(\frac{Z_{1Nd}\,Z_{2Rd}}{Z_{1Rd}\,Z_{2Nd}}\right)^{1/2}$$

Durch diese Doppelzählerauswertung lassen sich Schwankungen der Strahlintensität und unterschiedliche Raumwinkel und Ansprechwahrscheinlichkeiten der Zähler eliminieren, sofern der Strahl exakt auf der Polarimeterachse liegt. Läuft der Strahl parallel versetzt oder unter einem Winkel zur Polarimeterachse durch die Streuebene des Polarimeters, so ändern sich die Streuwinkel und die Raumwinkel der Detektoren bei einer Polarimeterdrehung, es treten "non-proper Spinflips" auf, die zu falschen Asymmetrien erster Ordnung führen (Ohl 73). Durch die am $^4$He-Polarimeter vorhandenen Enddioden und den ortsempfindlichen Zähler, sowie durch die Verschiebbarkeit des Polarimeters konnte der Strahl zwar auf Achse eingestellt werden, um aber auch möglicherweise noch vorhandene kleine falsche Asymmetrien zu berücksichtigen, wurden die gemessenen Asymmetrien noch zusätzlich nach einer Formel von Ohlsen (Ohl 73) korrigiert:

$$\varepsilon_u = \frac{p_{y'u}\,A_{eff} + \varepsilon'_u}{1 + \varepsilon'_u\,p_{y'u}\,A_{eff}} \qquad \text{bzw.} \qquad \varepsilon_d = \frac{p_{y'd}\,A_{eff} + \varepsilon'_d}{1 + \varepsilon'_d\,p_{y'd}\,A_{eff}}$$

mit $\varepsilon_{u/d}$ = gemessene Asymmetrie, $\varepsilon'_{u/d}$ = falsche Asymmetrie

Unter der Annahme, daß $\varepsilon'_u = \varepsilon'_d = \varepsilon'$, d.h. daß sich die Strahllage im Polarimeter bei up/down Umschaltung nicht ändert, können die beiden Gleichungen zusammengefaßt werden, wobei $\varepsilon'$ eliminiert wird. Setzt man nun die Gleichungen aus Kap. 2.1 ein:

$$p_{y'u}(\Theta) = \frac{-A_y(\Theta) + p_y D(\Theta)}{1 - p_y A_y(\Theta)} \quad \text{bzw.} \quad p_{y'd}(\Theta) = \frac{-A_y(\Theta) - p_y D(\Theta)}{1 + p_y A_y(\Theta)}$$

so ergibt sich eine quadratische Gleichung in $D(\Theta)$, von deren zwei möglichen Lösungen nur eine physikalisch sinnvolle Werte $D(\Theta) < 1$ liefert:

$$D(\Theta) = \frac{-1 + \sqrt{Q^2(A_y^2 A_{eff}^2 + A_y^2 p_y^2 - 1) + 2QA_y^2 A_{eff} p_y + 1}}{QA_{eff} p_y}$$

$$\text{mit } Q = \frac{\varepsilon_u \varepsilon_d}{\varepsilon_u \varepsilon_d - 1}$$

Die Tabelle 3.5 zeigt die für die Targets gemessenen Werte. Der jeweils angegebene Fehler errechnet sich aus den Fehlern der Polarimeterintegrale $\Delta z_i = \sqrt{z_i}$, und aus den Fehlern der Strahlpolarisation, $\Delta p_y$, der Targetanalysierstärke, $\Delta A_y(\Theta)$, und der effektiven Analysierstärke des Polarimeters, $\Delta A_{eff}$.

Als Beispiel für die Beiträge der Einzelfehler sei die Messung der Depolarisation von $^{27}Al$ bei E = 11 MeV beim Winkel $\Theta = 110^\circ$ angeführt:

Der Fehler der Depolarisation ist:

$$(\Delta D)^2 = \left(\frac{\partial D}{\partial p_y}\Delta p_y\right)^2 + \left(\frac{\partial D}{\partial A_y}\Delta A_y\right)^2 + \left(\frac{\partial D}{\partial A_{eff}}\Delta A_{eff}\right)^2 + \left(\frac{\partial D}{\partial Q}\Delta Q\right)^2$$

Hier ist

$$\frac{\partial D}{\partial p_y}\Delta p_y = -0{,}008$$

$$\frac{\partial D}{\partial A_y}\Delta A_y = -0{,}0035$$

$$\frac{\partial D}{\partial A_{eff}}\Delta A_{eff} = -0{,}013$$

$$\frac{\partial D}{\partial Q}\Delta Q = -0{,}045$$

Den größten Fehlerbeitrag liefern also die Zählraten.
Die falsche Asymmetrie betrug in diesem Fall $\varepsilon' = -0{,}05$. Sie lag bei allen Messungen bei wenigen Prozent und darunter, was eine gute Achsenlage des Strahls im Polarimeter bedeutet.

$^{27}Al(p,p_o)Al$ bei $E_p$ = 11 MeV :

| $\theta_{lab}$ | $\theta_{cm}$ | D($\theta$) |
|---|---|---|
| 40 | 41,37 | 0,981 ± 0,018 |
| 50 | 51,64 | 0,903 ± 0,044 |
| 60 | 61,85 | 0,941 ± 0,030 |
| 70 | 72,01 | 0,909 ± 0,024 |
| 80 | 82,11 | 0,947 ± 0,030 |
| 90 | 92,14 | 0,919 ± 0,022 |
| 100 | 102,11 | 0,841 ± 0,018 |
| 105 | 107,07 | 0,773 ± 0,026 |
| 110 | 112,01 | 0,514 ± 0,048 |
| 115 | 116,94 | 0,599 ± 0,034 |
| 120 | 121,85 | 0,744 ± 0,027 |

$^{89}Y(p,p_o)Y$ bei $E_p$ = 11 MeV :

| $\theta_{lab}$ | $\theta_{cm}$ | D($\theta$) |
|---|---|---|
| 40 | 40,41 | 0,933 ± 0,020 |
| 60 | 60,56 | 0,964 ± 0,033 |
| 80 | 80,64 | 0,946 ± 0,032 |
| 90 | 90,65 | 1,046 ± 0,042 |
| 100 | 100,64 | 0,999 ± 0,032 |
| 105 | 105,62 | 0,922 ± 0,033 |
| 110 | 110,61 | 0,999 ± 0,029 |
| 115 | 115,59 | 1,005 ± 0,029 |

$^{1}H(p,p_o)H$ bei $E_p$ = 12 MeV :

| $\theta_{lab}$ | $\theta_{cm}$ | D($\theta$) |
|---|---|---|
| 10 | 20,062 | 0,182 ± 0,030 |
| 12,5 | 25,077 | -0,115 ± 0,031 |
| 15 | 30,091 | -0,161 ± 0,025 |
| 20 | 40,117 | -0,147 ± 0,020 |

Tabelle 3.5: Gemessene Werte der Depolarisation in der elastischen Protonenstreuung

# 4 Analyse für $^{27}$Al und $^{89}$Y

## 4.1 Theorie

### 4.1.1 Das optische Modell

Das optische Modell dient zur Beschreibung der elastischen Streuung von Teilchen. Das analytisch unlösbare Vielkörperproblem der Wechselwirkungen wird auf ein Einteilchenproblem in einem lokalen Zentralpotential zurückgeführt. Analog zum Lichtbrechungsindex werden im optischen Modell reelle und imaginäre Potentialterme angesetzt:

$$U_{opt}(r) = U_C(r_C,r) - U_r f(r_v,a_v,r) - i W_v f(r_w,a_w,r) + i 4a_w W_s f'(r_w,a_w,r) + U_{so} h(r_{so},a_{so},r)\,\vec{\sigma}\cdot\vec{l}$$

dabei ist

$U_C(r)$ das Coulombpotential, das im allgemeinen als das Potential einer homogenen, mit Ze geladenen Vollkugel vom Radius $r_C A^{1/3}$ angenommen wird,

$U_r$, $W_v$ das reelle bzw. imaginäre Zentralpotential, für dessen Formfaktor f üblicherweise der Woods-Saxon-Formfaktor gewählt wird,

$W_s$ das imaginäre Potential für Absorption an der Kernoberfläche mit dem abgeleiteten Woods-Saxon-Formfaktor f',

$U_{so}$ das Spin-Bahn-Potential mit einem Formfaktor h, für den bei Spin 1/2 Teilchen die Thomas-Form $h \sim 1/r\, f'$ gewählt wird.

Findet die Streuung an einem Target mit Kernspin $I \neq 0$ statt, so kommen noch weitere Terme hinzu, die der Spin-Spin-Wechselwirkung Rechnung tragen. Diese Terme werden als sphärisches Spin-Spin-Potential

$$U_{SS} = - U_{SS} f_S(r) \vec{\sigma}\cdot\vec{I}$$

und als tensorielles Spin-Spin-Potential

$$U_{ST} = - 1/2\, U_{ST} f_T(r) \left[3(\vec{\sigma}\hat{r})(\vec{I}\hat{r}) - \vec{\sigma}\cdot\vec{I}\right]$$

angesetzt (Hus 73). Dabei sind $U_{SS}$ und $U_{ST}$ die Potentialtiefen, $f_S$ und $f_T$ die jeweiligen Formfaktoren, $\vec{\sigma}$ und $\vec{I}$ die Teilchen- bzw. Targetspinoperatoren und $\hat{r}$ der Einheitsvektor in Richtung der Verbindung Teilchen-Kern.

Ein Zusammenhang zwischen der Tiefe des sphärischen Potentials und der Spin-Spin-Wechselwirkung zweier Nukleonen wurde von Satchler (Sat 71) abgeleitet. Durch ein Faltungsverfahren mittelte er die effektive Wechselwirkung zweier Nukleonen über die Nukleonenverteilung im Kern. Mit der vereinfachenden Annahme eines spinlosen Core plus eines Valenznukleons im Zustand $|l,j = I\rangle$, blieb nur noch die Wechselwirkung dieses Nukleons mit dem Projektil. In diesem extremen Einteilchenmodell ergibt sich

$$4\pi U_{SS} \int f_S(r) r^2 dr = J_{\sigma\sigma} (-1)^{j-l+1/2} (l+1/2)$$

Aus der Konstanz des Volumenintegrals $J_{\sigma\sigma}$ folgt eine 1/A-Abhängigkeit der Potentialtiefe $U_{SS}$.

### 4.1.2 Depolarisation

Um die physikalische Bedeutung der Depolarisation zu verdeutlichen, wird die Spinflipwahrscheinlichkeit S eingeführt. In Termen der Unterwirkungsquerschnitte ausgedrückt gilt:

$$S = \frac{\sigma_{+-} + \sigma_{-+}}{\sigma_{++} + \sigma_{+-} + \sigma_{-+} + \sigma_{--}}$$

Dabei stehen die Indizes für die Teilchenspinprojektionen vor bzw. nach der Streuung.

Die Depolarisation erhält man aus den Streuamplituden f wie folgt (Hus 73):

$$D = \frac{\sum_{M\,M\,i\,f} \mathrm{tr}\,(f\,\vec{\sigma}\,\hat{n}\,f^{+}\,\vec{\sigma}\,\hat{n})}{\sum_{M\,M\,i\,f} \mathrm{tr}\,(f\,f^{+})}$$

mit $\vec{\sigma}$ Teilchenspinoperator
M Targetspinoperatoren
$\hat{n}$ Streunormale gemäß Madison-Konvention

Schreibt man die Depolarisation ebenfalls in Unterwirkungsquerschnitten, so ergibt sich (Kat 70):

$$D = \frac{\sigma_{++} - \sigma_{+-} - \sigma_{-+} + \sigma_{--}}{\sigma_{++} + \sigma_{+-} + \sigma_{-+} + \sigma_{--}}$$

Der Zusammenhang zwischen Spinflipwahrscheinlichkeit und Depolarisation läßt sich somit angeben als

$$D = 1 - 2\,S$$

Finden Spinflips statt, so ist $\sigma_{+-}$ bzw. $\sigma_{-+}$ und damit S nicht mehr Null, woraus eine Abweichung der Depolarisation von der Eins folgt.

### 4.1.3 Compoundkernbeiträge

Der Beitrag von Compoundkernreaktionen in der Streuung an leichten Teilchen wie $^{27}$Al im Niederenergiebereich wurde in dieser Arbeit mit dem Formalismus von Hofmann, Richert, Tepel und Weidenmüller (Hof 75) berechnet, der eine Erweiterung des statistischen Modells von Hauser und Feshbach (Hau 52) in Bezug auf starke Absorption und direkte Reaktionen darstellt.

In der konventionellen Hauser-Feshbach-Theorie wird der energiegemittelte Wirkungsquerschnitt durch die energiegemittelten Elemente der Streumatrix S ausgedrückt. Dazu wird die Streumatrix und der energiegemittelte differentielle Wirkungsquerschnitt in einen direkten und einen fluktuierenden ("Compound") Anteil aufgespalten:

$$S = \langle S \rangle + S^{fl}$$

$$\langle \sigma_{ab} \rangle = \langle \sigma_{ab}^{dir} \rangle + \langle \sigma_{ab}^{fl} \rangle = \sigma_{ab}^{dir} + \langle \sigma_{ab}^{fl} \rangle$$

mit $$\sigma_{ab}^{dir} = \left| \langle S_{ab} \rangle - \delta_{ab} \right|^2$$

$$\langle \sigma_{ab}^{fl} \rangle = \langle \left| S_{ab}^{fl} \right|^2 \rangle$$

a, b bezeichnen die offenen Kanäle

Unter der Voraussetzung, daß viele Niveaus des Kerns angeregt werden, d.h. die Energieunschärfe durch den Strahl und die Targetdicke größer als die Breite und der Abstand der Einzelniveaus ist, und daß keine direkten Reaktionen vorliegen, d.h. die energiegemittelte S-Matrix $\langle S \rangle$ diagonal ist, kann der fluktuierende Wirkungsquerschnitt im statistischen Modell ausgedrückt werden als

$$\langle \sigma_{ab}^{fl} \rangle = \langle \left| S_{ab}^{fl} \right|^2 \rangle = \frac{T_a T_b}{\sum_c T_c} ,$$

wobei die Summation über alle offenen Kanäle geht, und die Transmissionskoeffizienten aus der gemittelten S-Matrix berechnet werden:

$$T_a = 1 - \left| \langle S_{aa} \rangle \right|^2$$

Die Transmissionskoeffizienten $T_a$ stellen ein Maß dar für die Wahrscheinlichkeit der Bildung des Compoundkerns über den Kanal a, $T_b / \Sigma T_c$ für die Wahrscheinlichkeit des Zerfalls in den Kanal b.

Berücksichtigt man schließlich noch die verschiedenen Partialbreiten der Compoundkernniveaus (Mol 64), und mittelt über diese, so führt das auf eine Korrektur durch den sogenannten Width-Fluctuation-Faktor $W_{ab}$:

$$\langle \delta_{ab}^{fl} \rangle = \frac{T_a T_b}{\sum_c T_c} W_{ab}$$

Hofmann et al. erweiterten diese Theorie dahingehend, daß mittlere und starke Absorption sowie direkte Reaktionen zugelassen wurden. Das bedeutet, daß $\langle S \rangle$ nicht mehr diagonal ist, die Interferenzterme $\langle S_{ab}^{fl} S_{cd}^{fl} \rangle$ nicht mehr verschwinden und damit Compundbeiträge zu Analysierstärke, Polarisation etc. auftreten können. Das Hauser-Feshbach-Konzept wird durch die Einführung einer Transmissionsmatrix $P_{ab}$ verallgemeinert (Sat 63):

$$P_{ab} = \delta_{ab} - \sum_c \langle S_{ac} \rangle \langle S_{bc}^{*} \rangle .$$

Diese Matrix wird diagonalisiert durch Anwendung einer unitären Transformation U:

$$(U P U^{+})_{ab} = \delta_{ab} p_a ,$$

mit $p_a$ verallgemeinerter Transmissionskoeffizient.

Dieselbe Transformation führt die S-Matrix in eine Matrix $\tilde{S}$ über, die gemittelt diagonal ist:

$$\langle \tilde{S} \rangle = \langle U S U^{+} \rangle \qquad \text{diagonal}$$

Mit dieser Matrix und der transformierten fluktuierenden Matrix $\tilde{S}^{fl} = U S^{fl} U^{+}$ läßt sich nun analog dem konventionellen Formalismus rechnen, und man erhält für die fluktuierenden Anteile, aus denen sich durch Rücktransformation die Wirkungsquerschnitte errechnen lassen,

für a≠b: $$\left\langle \left| \tilde{S}^{fl}_{ab} \right|^2 \right\rangle = \frac{\upsilon_a \upsilon_b}{\sum_c \upsilon_c} .$$

Für a=b taucht noch ein elastischer Enhancementfaktor auf

$$\left\langle \left| \tilde{S}^{fl}_{aa} \right|^2 \right\rangle = \frac{\upsilon_a^2}{\sum_c \upsilon_c} w_a .$$

Die Parameter $\upsilon_a$ und $w_a$ sind über die Unitaritätsbeziehung verknüpft:

$$p_a = \sum_b \left\langle \left| \tilde{S}^{fl}_{ab} \right|^2 \right\rangle = \upsilon_a + \frac{\upsilon_a^2}{\sum_c \upsilon_c} (w_a - 1) .$$

Die verallgemeinerten Transmissionskoeffizienten $p_a$ hängen von $w_a$ ab (Tep 74). Die Parameter dieser Beziehung sind numerisch optimiert (Hof 75)

$$w_a = 1 + 2 \Big/ \left[ 1 + p_a^{0,3+1,5 p_a / \sum_c p_c} \right] + 2 \left[ (p_a - \bar{p}) / \sum_c p_c \right]^2$$

mit $\bar{p}$ arithmetisches Mittel aller $p_a$.

Aus der Gleichung $p_a = p_a(\upsilon_a, w_a)$ werden die $\upsilon_a$ iterativ bestimmt:

$$\upsilon_a^{(n+1)} = p_a \left[ 1 + \frac{\upsilon_a^{(n)}}{\sum_c \upsilon_c^{(n)}} (w_a - 1) \right]^{-1}$$

wobei $\upsilon_a^{(0)} = p_a$, und die Iteration bei $\upsilon_a = \upsilon_a^{(2)}$ beendet wird.

Im Fall, daß keine direkten Reaktionen vorliegen, d.h. $\langle S \rangle$ und $P_{ab}$ bereits diagonal sind, fällt die Transformation weg, $\tilde{S} = S$, und die verallgemeinerten Transmissionskoeffizienten $p_a$ gehen in die $T_a$ über.

Da für den Grenzfall vieler offener Kanäle der Enhancement-Faktor unabhängig davon ist, ob direkte Reaktionen vorliegen oder nicht (starke Absorption $W_a = 2$ (Kaw 73), schwache Absorption $W_a = 3$ (Por 56, Mol 64)), wurde in dieser Arbeit vereinfachend angenommen, daß neben der elastischen Streuung keine direkte Reaktion vorliegt. Zieht man Spinflips in Betracht, so gibt es auch in der elastischen Streuung verschiedene Kanäle und verschiedene Unterwirkungsquerschnitte können berechnet werden. Für die Depolarisation gilt dann (Kat 75):

$$D = \frac{\left(\sigma^{di}_{++} + \sigma^{ce}_{++}\right) - \left(\sigma^{di}_{+-} + \sigma^{ce}_{+-}\right) - \left(\sigma^{di}_{-+} + \sigma^{ce}_{-+}\right) + \left(\sigma^{di}_{--} + \sigma^{ce}_{--}\right)}{\left(\sigma^{di}_{++} + \sigma^{ce}_{++}\right) + \left(\sigma^{di}_{+-} + \sigma^{ce}_{+-}\right) + \left(\sigma^{di}_{-+} + \sigma^{ce}_{-+}\right) + \left(\sigma^{di}_{--} + \sigma^{ce}_{--}\right)}$$

mit den Indizes di, ce für direkten bzw. compundelastischen Wirkungsquerschnitt, +/- für die Teilchenspinprojektion vor und nach der Streuung.

Da $\sigma^{ce}_{++} = \sigma^{ce}_{--}$ und $\sigma^{ce}_{+-} = \sigma^{ce}_{-+}$ anzunehmen ist, gilt mit $D^{di}$ = Depolarisation durch direkte Beiträge und $\sigma^{di/ce}$ = gesamter direkter bzw. compoundelastischer Wirkungsquerschnitt

$$D = \frac{\sigma^{di}}{\sigma^{di} + \sigma^{ce}} D^{di} + 2 \cdot \frac{\sigma^{ce}_{++} - \sigma^{ce}_{+-}}{\sigma^{di} + \sigma^{ce}}$$

Es bleibt darauf hinzuweisen, daß in $\sigma^{ce}_{++}$ der Enhancementfaktor eingeht, nicht aber in $\sigma^{ce}_{+-}$. Die beiden Unterwirkungsquerschnitte sind also auch dann nicht gleich, wenn der Compoundkern nichts mehr von seiner "Entstehung weiß", und damit verschwindet auch der zweite Term nicht.

### 4.1.4 Quadrupolspinflip

Bei der Messung an Kernen mit $I > 1/2$ kann ein Effekt eine Abweichung der Depolarisation von der Eins bewirken, der von Blair (Bla 75) als Quadrupolspinflip eingeführt wurde. Der bei der elastischen Streuung auf den Kern übertragene Drehimpuls J kann Werte zwischen 0 und 2I annehmen und die Streuamplitude kann nach J-Multipolen entwickelt werden (Dav 64):

$$f_{M'M\mu'\mu} = \sum_{J=0}^{2I} \sum_{m} (IJM',-m\ IM)(2J+1)^{1/2} f^{(J)}_{m\mu'\mu}$$

mit M, $\mu$, m Projektionen von Targetspin, Teilchenspin, transferiertem Drehimpuls J.

Der J = 0 Monopol-Beitrag dominiert die Streuung und wird mit dem Zentralpotential des optischen Modells beschrieben. Sphärische und tensorielle Spin-Spin-Terme im optischen-Modell-Potential werden mit DWBA behandelt und führen zum J = 1 Dipol-Beitrag. Der Quadrupol-Beitrag mit J = 2 stammt aus derselben Wechselwirkung, die auch die J = 2 Anregung von tiefliegenden Zuständen bewirkt. Der elastische J = 2 Beitrag führt, wie auch der inelastische, zu Spinflips.

Mit einer Quantisierungsachse in Richtung der Streunormalen (Mad 70) folgt aus dem Bohr'schen Theorem (Boh 59) und der Paritätserhaltung, daß Spinflips nur für ungerade m möglich sind. Im folgenden kann also die Teilchenspinprojektion $\mu'$ weggelassen werden.

Der elastische differentielle Wirkungsquerschnitt ist:

$$\sigma_{el} = \sum_{J} \sigma^{(J)}_{el} = \frac{1}{2} \sum_{J\mu m} f^{(J)\,2}_{m\mu}$$

und die elastische Spinflipwahrscheinlichkeit

$$S_{el} = \sum_{J} S^{(J)}_{el} = (2\,\sigma_{el})^{-1} \sum_{J\mu,\,m\ odd} f^{(J)\,2}_{m\mu}$$

Der hier interessierende J = 2 Beitrag zum Spinflip ist also:

$$S^{(2)}_{el} = (2\,\sigma_{el})^{-1} \sum_{\mu,\,m\ odd} f^{(2)\,2}_{m\mu}$$

Aus einer Quadrupolspinflipwahrscheinlichkeit folgt eine Quadrupol-Depolarisation:

$$D^{(2)} = 1 - S^{(2)}_{el}$$

Da beide Spinflips, sowohl aufgrund von Spin-Spin-Kräften ($J = 1$) als auch durch die Quadrupolwechselwirkung ($J = 2$), von direkten Prozessen verursacht werden, liegt es nahe, die Spinflipwahrscheinlichkeiten zu addieren:

$$D^{di} = 1 - 2\,(S^{SS} + S^{(2)}_{el})$$

mit $S^{SS}$ Spinflipwahrscheinlichkeit durch Spin-Spin-Kräfte

$S^{(2)}_{el}$ Spinflipwahrscheinlichkeit durch elastische Quadrupolwechselwirkung

$D^{di}$ Depolarisation durch direkte Beiträge

In Termen der Depolarisationsbeiträge erhält man

$$D^{di} = D^{SS} + D^{(2)} - 1$$

mit den Indizes wie oben.

## 4.2 Analyse

### 4.2.1 Bestimmung der Parameter des optischen Modells

Aus dem optischen Modell werden nur Aussagen über die direkte elastische Streuung gewonnen. Treten bei der Messung darüber hinaus noch compoundelastische Prozesse auf, wie das bei dem leichten Kern $^{27}$Al der Fall ist, so kann das optische Modell die Daten nicht direkt beschreiben. Sind die Daten über ein geeignetes Intervall energiegemittelt, so kann der polarisierte Wirkungsquerschnitt $\langle \sigma * A \rangle$ ($\langle ... \rangle$ bedeutet energiegemittelt) allein durch direkte Prozesse beschrieben werden (Tho 67), da die fluktuierenden Anteile bei der Mittelung verschwinden.

#### 4.2.1.1 Die $^{27}$Al-Messung

Allein durch die große Targetdicke wurde keine genügende Energiemittelung erreicht, wie an den Anregungsfunktionen speziell bei Rückwärtswinkeln mit hohen compoundelastischen Anteilen zu sehen war. Daher wurde zusätzlich eine künstliche rechnerische Mittelung über ein Intervall von $\Delta E = 0{,}3$ MeV durchgeführt. In der Abb. 4.2.1.1a sind als Beispiel die Anregungsfunktionen von $\sigma * A(E)$ beim Winkel $110^{\circ}$ vor und nach der Mittelung zu sehen. In der gemittelten Anregungsfunktion sind auch die letzten Fluktuationen verschwunden und es bleiben nur noch Schwankungen mit Breiten von Einteilchenresonanzen. Die so erhaltenen energiegemittelten Wirkungsquerschnitte und polarisierten Wirkungsquerschnitte bei 11 MeV und benachbarten Energien sind in Abb. 4.2.1.1b gezeigt. Es wird deutlich, daß die Observablen um 11 MeV nur mehr eine schwache Energieabhängigkeit besitzen, so daß eine Resonanz oder Fluktuationen bei der Meßenergie 11 MeV auszuschließen sind.

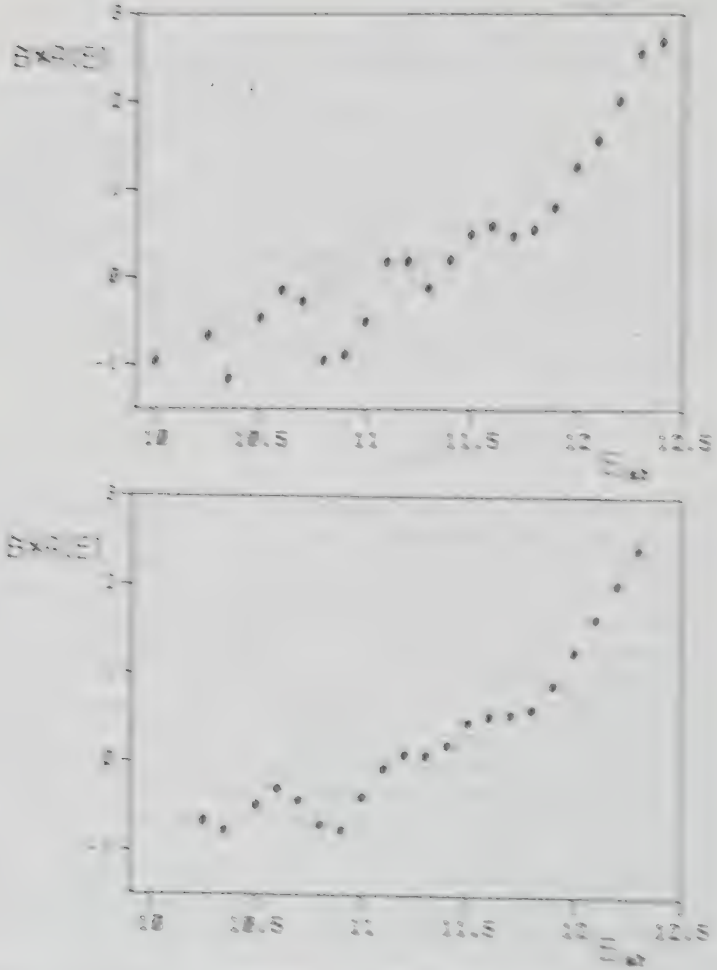
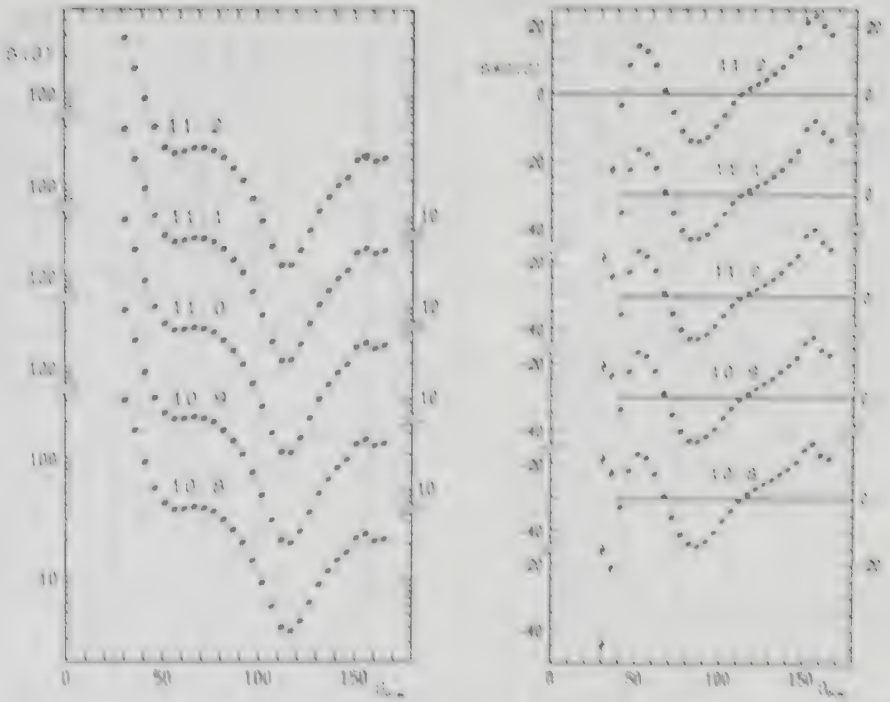


Abb. 4.2.1.2: Anregungsfunktionen des polarisierten Wirkungsquerschnitts bei der Streuung $\vec{n}(n,n)$ bei 11 MeV. Unter dem Winkel 110°. Oben gemessene, unten über 2,5 MeV gemittelte Daten


11 2
11 1
11 0
10 9
10 8
0
50
100
150

Die Daten wurden vom Kleinrechner CBM 3032 an die Rechenanlage CDC Cyber 845 des Regionalen Rechenzentrums Erlangen überspielt und dort als Eingabe für das Programm PEREY (Per 63, Jor 79) verwendet. Um auch die Wirkungsquerschnittsdaten anfitten zu können, wurde der direkte Anteil $\sigma^{di}$ des gemessenen Wirkungsquerschnitts nach folgender Beziehung bestimmt:

$$\sigma^{di} = \langle \sigma \rangle - \sigma^{ce}$$

mit $\langle \sigma \rangle$ gemessener energiegemittelter Wirkungsquerschnitt

$\sigma^{ce}$ compoundelastischer Wirkungsquerschnitt

Der compoundelastische Wirkungsquerschnitt $\sigma^{ce}$ wurde mit dem Programm HFP4 (Löh 81) mit dem Formalismus von Hofmann et. al. (Hof 75) berechnet (siehe Kap. 4.2.2). Die dafür nötigen optischen Modell Parameter wurden dabei durch wiederholte PEREY-Fits iterativ verbessert.

Bei den optischen Modell Fits wurden, um die bekannten Vieldeutigkeiten $V r_v^n$ = const. mit $n \approx 2$ (Cag 73) und $W a_w^m$ = const. mit $m \approx 1$ (Agr 75) zu umgehen, auch Grids durchgeführt, wobei ein Parameter definiert geändert und die anderen dabei freigegeben wurden.

Die Bestfit-Ergebnisse sind in Tabelle 4.2.1.1a und in Abb. 4.2.1.1c für 11 MeV und die beiden benachbarten Energien dargestellt. Die Geometrieparameter bei 10,9 und 11,1 MeV wurden wegen des nur geringen Energieunterschiedes auf den Bestfitwerten von 11 MeV festgehalten. Die Daten werden durch das optische Modell recht gut beschrieben, besonders auch das Minimum des Wirkungsquerschnitts, bei dem ja der größte Depolarisationseffekt auftritt.

Bemerkenswert ist ferner, daß auch die benachbarten Energien mit ähnlichen Potentialtiefen angefittet werden konnten, was für eine verläßliche Bestimmung der optischen Modell Parameter spricht. Der Fehler in den Potentialtiefen ist für die 11 MeV-Messung:

$$\Delta V = \pm 2{,}9 \text{ MeV}, \qquad \Delta W = \pm 1{,}9 \text{ MeV}$$

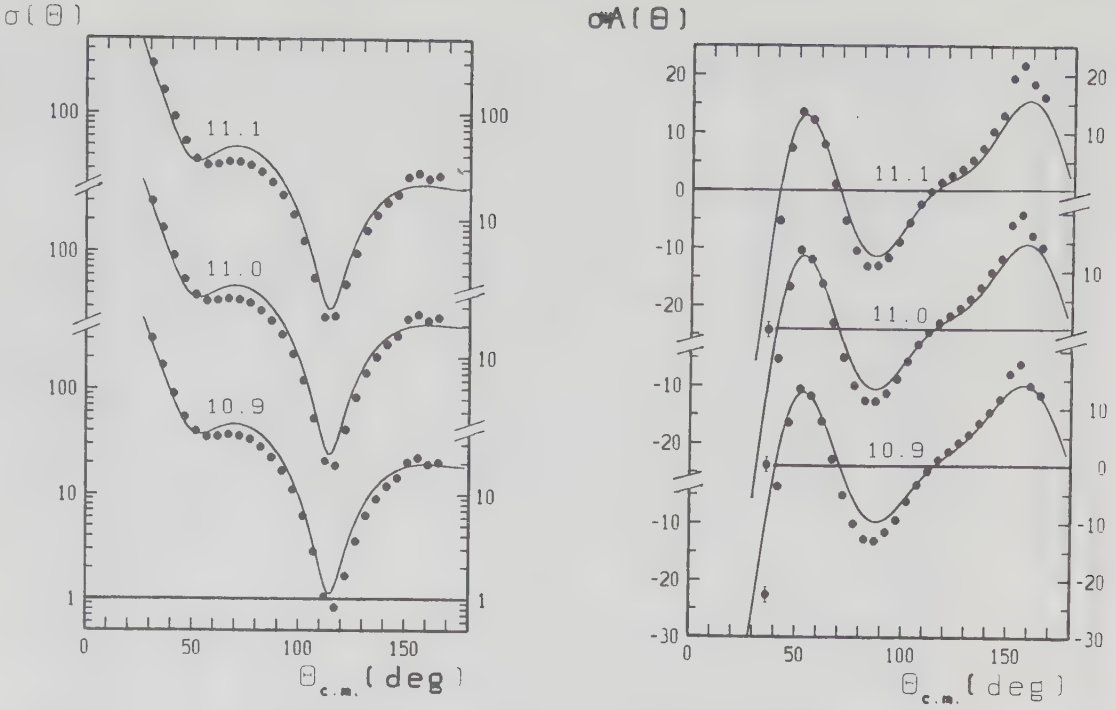



Abb. 4.2.1.1.c: σ und σ*A der Streuung Al(p,p) mit Bestfits bei verschiedenen Energien

bei Verwendung des 10 % Kriteriums, d.h. ändert man den Parameter um den angegebenen Fehler und fittet die übrigen (außer den Vieldeutigkeiten) nach, so erhöht sich das $\chi^2$ um 10 % .

Für einen Vergleich mit anderen Autoren wurden die Volumenintegrale der Potentiale berechnet (vOe 74). Sie sind in Tabelle 4.2.1.1b zusammen mit den Werten der globalen Datensätze von Perey (Per 63) und Beccetti (Bec 69) aufgelistet. Im reellen Volumenintegral besteht gute Übereinstimmung, beim imaginaren Integral liegen die globalen Datensätze etwas höher. Der Bestfitwert stimmt jedoch mit dem Wert (115 $\pm$ 15) MeV $fm^3$ überein, der von Agrawal (Agr 75) aus einer Mittelung über verschiedene Experimente angegeben wird.

| | 10,9 MeV | 11,0 MeV | 11,1 MeV |
|---|---|---|---|
| $V$ | 51,62 | 51,69 | 51,74 |
| $r_v$ | 1,2 | 1,2 | 1,2 |
| $a_v$ | 0,67 | 0,67 | 0,67 |
| $W$ | 10,34 | 9,82 | 9,22 |
| $r_w$ | 1,4 | 1,4 | 1,4 |
| $a_w$ | 0,35 | 0,35 | 0,35 |
| $V_{so}$ | 7,07 | 6,87 | 6,93 |
| $r_{so}$ | 1,17 | 1,17 | 1,17 |
| $a_{so}$ | 0,53 | 0,53 | 0,53 |
| $r_c$ | 1,21 | 1,21 | 1,21 |

Tabelle 4.2.1.1a: Bestfit Parameter des optischen Modells der Reaktion $^{27}$Al(p,p) bei verschiedenen Energien (Potentiale in MeV, Radiusparameter und Diffuseness in fm)

| | Bestfit | Perey | Beccetti |
|---|---|---|---|
| $J_V/A$ | 501 | 530 | 517 |
| $J_W/A$ | 115 | 175 | 158 |

Tabelle 4.2.1.1b: Reelle und imaginäre Volumenintegrale in MeV fm$^3$ des Bestfits und der globalen Parametersätze von Perey bzw. Beccetti bei 11 MeV

### 4.2.1.2 Die $^{89}$Y-Messung

Bei einem schweren Kern wie $^{89}$Y spielen compoundelastische Beiträge keine Rolle, wenn die Einschußenergie weit über der (p,n)-Schwelle liegt, so daß mit dem optischen Modell der Wirkungsquerschnitt und die Analysierstärke direkt beschrieben werden können. Die an die CYBER 845 transferierten Daten wurden mit dem Programm GOMEL (Lee 83), einem optischen Modell-Fit Programm, analysiert. Es wurden gleichzeitig die $\sigma$'s und A's aller sechs gemessenen Energien angefittet, wobei für die reelle und die imaginäre Potentialtiefe eine lineare Energieabhängigkeit gewählt wurde. Auch hier wurden wegen der Vieldeutigkeiten wieder Grid-Searches durchgeführt.

Das Ergebnis zeigt die Tabelle 4.2.1.2a und die Abb. 4.2.1.2. Die Fits geben die Messungen ausgezeichnet wieder. Auch hier sind die Parameter des optischen Modells nur schwach energieabhängig und zeigen keinen sprunghaften Verlauf.

Zum Vergleich mit anderen Autoren wurden wieder die Volumenintegrale herangezogen. In der Tabelle 4.2.1.2b sind neben den Werten des Bestfits die Zahlen angegeben für die globaler Parametersätze von Perey (Per 63) und Beccetti (Bec 69), sowie die Daten, die von Schuster (Sch 82) für $^{92}$Mo und von Urbainsky (Urb 82) für $^{90}$Zr bei jeweils 12 MeV extrahiert wurden. Die Daten zeigen durchweg gute Übereinstimmung mit den in dieser Arbeit ermittelten Werten.

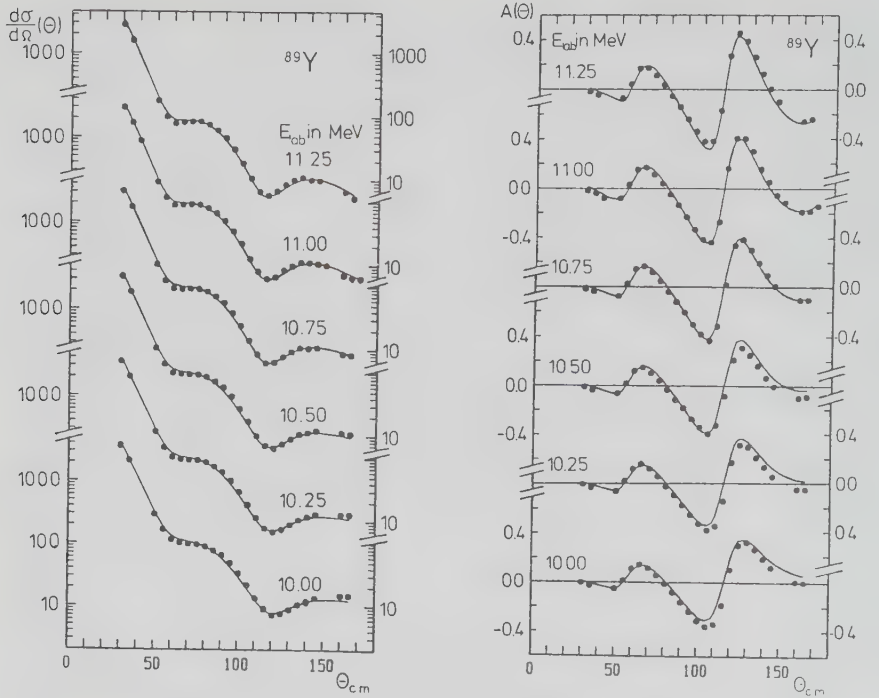



Abb. 4.2.1.2: Wirkungsquerschnitt und Analysierstärke der Streuung Y(p,p) und Bestfits bei verschiedenen Energien

| | Bestfit | 11 MeV |
|---|---|---|
| $V$ | 62,28 - 0,690 E | 54,52 |
| $r_V$ | 1,22 | 1,22 |
| $a_V$ | 0,67 | 0,67 |
| $W$ | 7,55 + 0,019 E | 7,76 |
| $r_W$ | 1,27 | 1,27 |
| $a_W$ | 0,66 | 0,66 |
| $V_{so}$ | 6,36 | 6,36 |
| $r_{so}$ | 0,82 | 0,82 |
| $a_{so}$ | 0,39 | 0,39 |
| $r_C$ | 1,21 | 1,21 |

Tabelle 4.2.1.2a: Bestfitparameter des optischen Modells der Reaktion $^{89}Y(p,p)$, Potentiale in MeV, Radiusparameter und Diffuseness in fm. Multienergieanalyse und Werte für 11 MeV

| | $^{89}Y$ 11 MeV | | | $^{90}Zr$ 12 MeV | $^{92}Mo$ 12 MeV |
|---|---|---|---|---|---|
| | Bestfit | Perey | Beccetti | | |
| $J_V/A$ | 478 | 502 | 460 | 475 | 474 |
| $J_W/A$ | 97 | 114 | 127 | 85 | 80 |

Tabelle 4.2.1.2b: Reelle und imaginäre Volumenintegrale in MeV $fm^3$ des Bestfits, der globalen Parametersätze von Perey und Beccetti bei 11 MeV und der Anaylsen von Urbansky und Schuster

Um die Vernachlässigbarkeit der compoundelastischen Anteile nachzuprüfen, wurden mit den Bestfitparametern Compound-Rechnungen durchgeführt. Die für das Programm HFP4 (Löh 81) nötigen optischen Modellparameter wurden für $^{89}$Y(p,n)$^{89}$Zr und $^{89}$Y(p,$\alpha$)$^{86}$Sr den Atomic Data and Nuclear Data Tables (Per 76) entnommen. Die Q-Werte für den (p,n)- und den (p,$\alpha$)- Kanal stammen aus den Nuclear Data Tables (Koe 60).

Es standen für $^{89}$Y 13 Niveaus, für $^{89}$Zr 16 Niveaus und für $^{86}$Sr 14 Niveaus (alle aus Hor 73) mit bekannter Energie, Spin und Parität zur Verfügung. Da die höchsten Niveaus immer noch 6 MeV, 3,3 MeV bzw. 7,3 MeV unter der maximalen Anregungsenergie lagen, wurden weitere physikalisch sinnvolle Niveaus bis zur maximalen Kapazität des Programmes (48) hinzugefügt, um eine vernünftige Abschätzung zu erreichen. Obwohl immer noch einige MeV zur maximalen Anregungsenergie fehlten, und die Transmissionskoeffizienten vor allem des (p,p)- und des (p,n)-Kanals noch nicht vernachlässigbar waren, wurde der compoundelastische Wirkungsquerschnitt verschwindend klein, und konnte somit für weitere Rechnungen unberücksichtigt bleiben.

### 4.2.2 Compound- und Quadrupolbeitrag zur Depolarisation

Wie im vorigen Kapitel erläutert, war es für $^{89}$Y nicht nötig, Compoundbeitrage zu berücksichtigen. Wegen des Kernspins von 1/2 kann auch kein Quadrupolspinflip auftreten.

Für $^{27}$Al wurden die Compoundanalysen mit dem Programm HFP4 (Löh 81) durchgeführt. Das Programm berechnet den gesamten compoundelastischen oder den spinflip-compoundelastischen Wirkungsquerschnitt nach dem Formalismus von Hofmann et. al. (Hof 75), wie in Kap. 4.1.3 beschrieben. Für die Analysen wurden 36 (p,p)-, 14 (p,n)- und 25 (p,$\alpha$)-Kanäle (alle aus End 78) explizit berücksichtigt. Die optischen Modellparameter stammen für das $^{27}$Al-Protonenpotential vom Bestfit dieser Arbeit, für das $^{24}$Si-Neutronenpotential von Carlson (Car 75) und für das $^{24}$Mg-$\alpha$-Potential von Brady (Bra 67).

Die Berechnung des Quadrupolspinflips erfolgte mit einer von H. Löh (Löh 81) geänderten Version des Coupled-Channels-Programmes CHAC von P.D. Kunz (Kun 77). Die Änderung betrifft die spezielle Behandlung des elastischen Kanals. Neben der elastischen Streuung ohne einen Drehimpulsübertrag ($\Delta J = \Delta L = \Delta S = 0$, 0-0-0 Kopplung) wurde das Kopplungsschema $\Delta J = \Delta L = 2$, $\Delta S = 0$ (2-2-0 Kopplung), das einen Spinflip im Grundzustand und damit die Quadrupoldepolarisation bewirkt, separat berücksichtigt. Die optischen Modellparameter wurden vom Bestfit, der Deformationsparameter $\beta_2 = 0{,}31$ von H. Löh (Löh 81) übernommen.

In der Abb. 4.2.2 sind die Ergebnisse der Compoundspinflip- und Quadrupolspinflipanalysen zusammen mit den gemessenen Depolarisationspunkten zu sehen. Die gestrichelte Kurve (– – –) stellt die Quadrupoldepolarisation dar:

$$D = D^{(2)}$$

Die strichpunktierte Linie (–·–) zeigt die Depolarisation, wie sie alleine durch compoundelastischen Spinflip hervorgerufen wird:

$$D = \frac{\sigma^{di}}{\sigma^{di} + \sigma^{ce}} D^{di} + 2 \cdot \frac{\sigma^{ce}_{++} - \sigma^{ce}_{+-}}{\sigma^{di} + \sigma^{ce}} \qquad \text{mit } D^{di} = 1$$

Die durchgezogene Linie schließlich kombiniert beide Effekte:

$$D = \frac{\sigma^{di}}{\sigma^{di} + \sigma^{ce}} D^{di} + 2 \cdot \frac{\sigma^{ce}_{++} - \sigma^{ce}_{+-}}{\sigma^{di} + \sigma^{ce}} \qquad \text{mit } D^{di} = D^{(2)}$$

Diese Kurve beschreibt die experimentellen Daten unzureichend, d.h. Compound- und Quadrupolspinflips alleine reichen nicht aus, es ist nötig, die Depolarisation aufgrund von Spin-Spin-Kräften hinzuzunehmen.

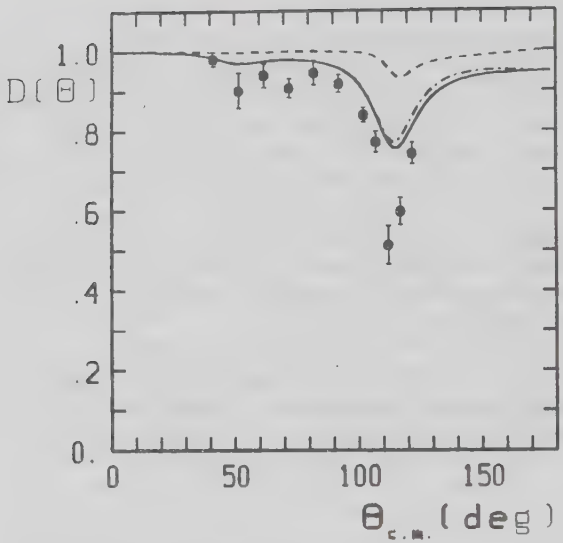



Abb. 4.2.2: Compound- und Quadrupolbeiträge zur Depolarisation von Al (Erläuterungen im Text)

### 4.2.3 Bestfits

Die Berechnung der Depolarisation $D^{SS}$, die durch die Spin-Spin-Potentiale verursacht wird, erfolgte im DWBA-Formalismus mit dem Programm SPINSOR von Hussein (Hus 73). Das Programm erlaubt es, die Parameter Tiefe, Radius und Diffuseness der Spin-Spin-Potentiale zum Fit freizugeben (Löh 81). Für das sphärische und das tensorielle Potential können Volumen- oder Oberflächenformfaktoren gewählt werden. Der Volumenformfaktor ist ein Woods-Saxon-Term, der Oberflächenformfaktor ist ein abgeleiteter Woods-Saxon-Formfaktor mit einem zusätzlichen Vorfaktor, der von den Spin-Spin-Geometrieparametern abhängt. Dieser Formfaktor stammt aus mikroskopischen Näherungsbetrachtungen und unterscheidet sich von dem beim imaginären Oberflächenpotential verwendeten. Mit den in dieser Arbeit erhaltenen Geometrieparametern beträgt der Vorfaktor 1.46 fm

### 4.2.3.1 Die $^{89}$Y-Messung

Die gemessenen Punkte der $^{89}$Y-Streuung stellen die direkte Depolarisation dar, denn Compound- oder Quadrupolspinflipkorrekturen sind nicht nötig. Die Daten können also unmittelbar mit den Rechnungen des Programmes SPINSOR verglichen werden. In der Abb. 4.2.3.1a sind die gemessenen Punkte zusammen mit der Kurve dargestellt, die für die Spin-Spin-Potentialtiefen $V_{SS}$ = 1 MeV und $V_{ST}$ = 1 MeV mit Oberflächenformfaktor für beide Potentiale erhalten wird. Da der Kern einen Kernspin von nur 1/2 besitzt, weicht die Depolarisation kaum von der Eins ab, und eine Änderung der Potentialtiefen wirkt sich nur wenig auf die Kurve aus. Daher erschien es weniger sinnvoll,

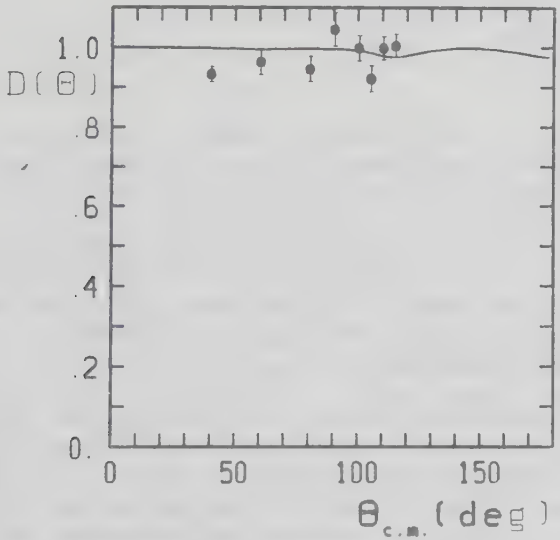



Abb. 4.2.3.1a: Experimentelle Depolarisation von Y und Kurve mit $V_{SS}$ = $V_{ST}$ = 1 MeV

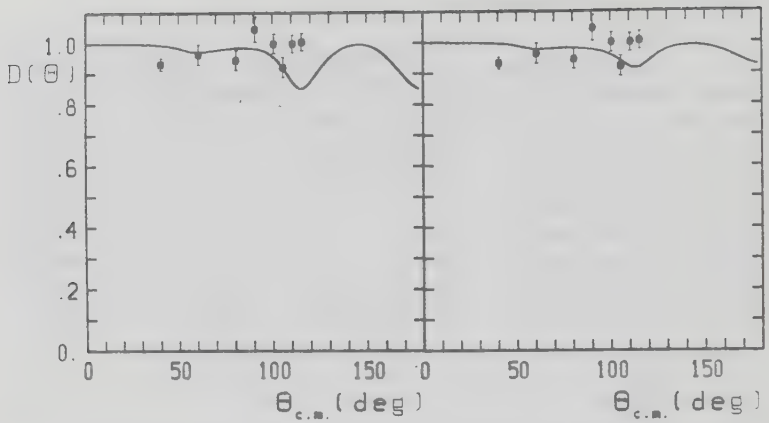



Abb. 4.2.3.1b: Experimentelle Depolarisation und Kurven für Y. Links $V_{SS}$ = 3 MeV, $V_{ST}$ = 1 MeV; rechts $V_{SS}$ = 1 MeV, $V_{ST}$ = 5 MeV

einen Fit der Potentialtiefen durchzuführen, als vielmehr die Tiefen gezielt zu erhöhen, um somit eine Abschätzung für eine obere Grenze zu erhalten. Das ist in der Abb. 4.2.3.1b dargestellt, wobei die obere Grenze als erreicht gilt, wenn die Kurve den tiefsten experimentellen Punkt trifft. Dabei werden allerdings die Punkte bei $110^{\circ}$ und $115^{\circ}$ nicht mehr beschrieben. Aus dem oberen Bild erhält man $V_{SS} < 3$ MeV, aus dem unteren $V_{ST} < 5$ MeV, wobei die jeweils andere Potentialtiefe auf 1 MeV festgehalten ist.

Die $^{89}$Y-Messung kann weiterhin als Test für die Versuchsanordnung herangezogen werden. Es wird deutlich, daß auch kleine Effekte bei Rückwärtswinkeln meßbar sind, und somit große Abweichungen von der Eins, wie sie bei der $^{27}$Al-Messung auftreten, nicht auf systematische apparative Fehler zurückführbar sind.

Im Hinblick auf die dazu erforderlichen langen Meßzeiten wurde darauf verzichtet, die Fehlerbalken der Y-Daten weiter zu verkleinern.

### 4.2.3.2 Die $^{27}$Al-Messung

Die gemessenen Depolarisationswerte wurden zunächst mit den in Kapitel 4.1 angegebenen Formeln bezüglich Compound- und Quadrupolspinflips (siehe Kap. 4.2.2) korrigiert. Die so erhaltenen Depolarisationsdaten $D^{SS}$ spiegeln die Depolarisation aufgrund der Spin-Spin-Kräfte wieder und können mit dem Programm SPINSOR angefittet werden. Die sich mit dem Fit ergebenden theoretischen Depolarisationskurven $D^{SS}$ werden nun zurückkorrigiert, um sie mit den gemessenen Punkten vergleichen zu können. Diese Prozedur ist in Abb. 4.2.3.2a dargestellt. Aus der Depolarisationskurve $D^{SS}$ des Fits (- - -) wird durch Hinzunahme der Quadrupoldepolarisation $D^{(2)}$ die Depolarisation durch direkte Anteile $D^{di}$ (—·—):

$$D^{di} = D^{SS} + D^{(2)} - 1 .$$

Unter Berücksichtigung der compoundelastischen Streuung errechnet sich die Depolarisation

$$D = \frac{\sigma^{di}}{\sigma^{di} + \sigma^{ce}} D^{di} + 2 \cdot \frac{\sigma^{ce}_{++} - \sigma^{ce}_{+-}}{\sigma^{di} + \sigma^{ce}} \qquad (\longleftrightarrow),$$

die die gemessenen Punkte beschreibt.

Für den Bestfit wurde der Radius und die Diffuseness auf den Werten des reellen Potentials festgehalten. Mit Oberflächenformfaktoren für den sphärischen und den tensoriellen Anteil ergaben sich die in Tabelle 4.2.3.2 angegebenen Werte für die Potentialtiefen. Diese Bestfitkurve ist in Abb. 4.2.3.2b zusammen mit den experimentellen Punkten gezeigt. Die gemessenen Werte werden durch die Kurve gut wiedergegeben. Die Spin-Spin-Potentiale erweisen sich als nötig für die Beschreibung und liegen in der erwarteten Größenordnung von etwa 1 MeV.

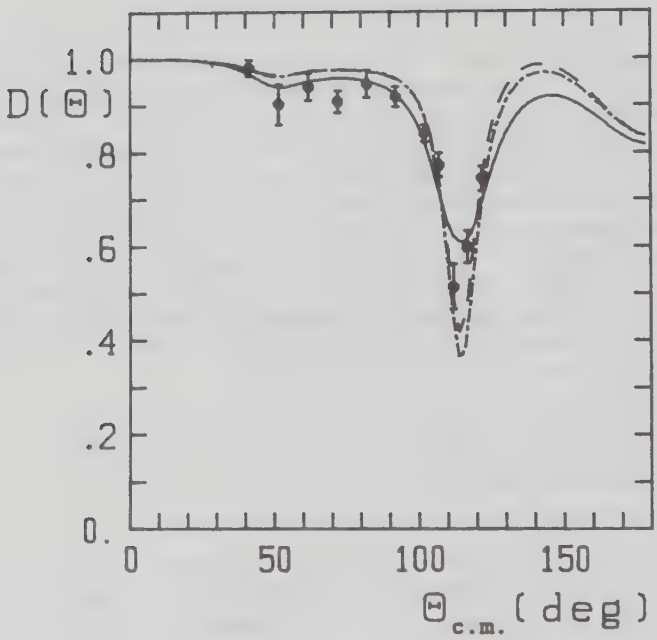



Abb. 4.2.3.2a: Experimentelle Depolarisation von Al und verschiedene Kurven (Erläuterungen im Text)

| | |
|---|---|
| $V_{SS}$ in MeV | 1,12 + 0,2 |
| $V_{ST}$ in MeV | 0,79 + 0,5 |
| $\chi^2$ | 115 |

Tabelle 4.2.3.2: Bestfit Spin-Spin-Potentiale mit Oberflächenformfaktoren und Geometrie wie reelles Potential

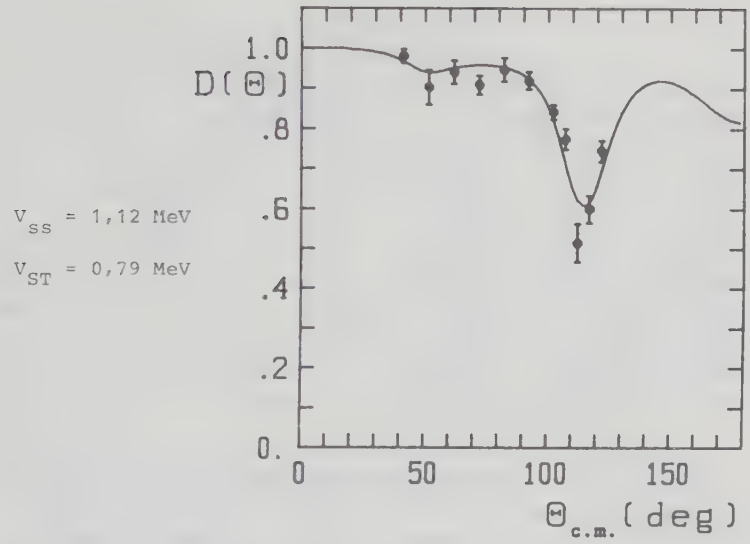



Abb. 4.2.3.2b: Experimentelle Depolarisation und Bestfitkurve (Oberfl.-Oberfl.-Formfaktor)

### 4.2.4 Sensitivitäten und Tests

#### 4.2.4.1 Variation der Parameter des Spin-Spin-Potentials

Zunächst stellt sich die Frage nach den Potentialtiefen. Es wurden Fits durchgeführt, bei denen ein Potential auf Null festgehalten und das jeweils andere freigegeben war (siehe Tab. 4.2.4.1a). Wie in Abb. 4.2.4.1a zu sehen ist, ist die Beschreibung mit einem rein spharischen Potential, das etwas stärker als beim Bestfit ist, genauso gut, dagegen scheint ein rein tensorielles Potential trotz großer Tiefe nicht zu genügen. Das liegt hauptsachlich daran, daß ein reines Tensorpotential ein breiteres zweites Depolarisationsminimum erzeugt, und daher bei tieferem Minimum die Punkte an der Flanke nicht mehr beschreiben kann.

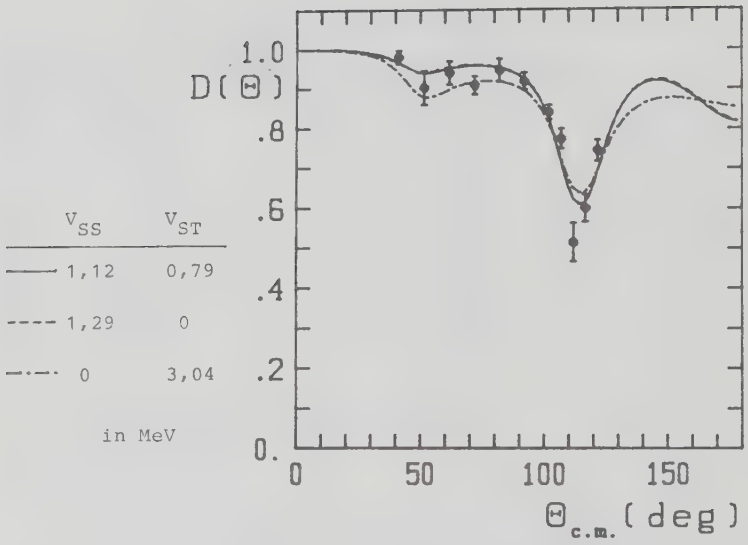



Abb. 4.2.4.1a: Experimentelle Depolarisation von Al und Kurven mit verschiedenen Potentialtiefen

| | Bestfit | nur $V_{SS}$ | nur $V_{ST}$ |
|---|---|---|---|
| $V_{SS}$ | 1,12 | 1,29 | 0 |
| $V_{ST}$ | 0,79 | 0 | 3,04 |
| $\chi^2$ | 115 | 118 | 166 |

Tabelle 4.2.4.1a: Fitergebnisse in MeV mit gemischtem, rein sphärischem und rein tensoriellem Spin-Spin-Potential

Um die Sensitivität der Depolarisation auf die Potentialtiefen zu erkennen, wurden die Tiefen systematisch variiert. Die Abb. 4.2.4.1b zeigt eine Variation der sphärischen Potentialtiefe um $\pm$ 0,2 MeV bei auf dem Bestfit festgehaltenem $V_{ST}$. Das $\chi^2$ erhöht sich dabei gegenüber dem Bestfit um 28 % bzw. 31 % . Eine analoge Änderung der tensoriellen Tiefe um $\pm$ 0,5 MeV (s. Abb. 4.2.4.1c) ändert das $\chi^2$ um 14 % bzw. 11 % . Dabei wird deutlich, daß die Depolarisation trotz der größeren Änderung von $V_{ST}$ auf die sphärische Potentialtiefe wesentlich empfindlicher ist. Die oben angegebenen Änderungen wurden als Fehler in der Bestimmung von $V_{SS}$ und $V_{ST}$ angenommen. Eine weitere Erhöhung der sphärischen Potentialtiefe trifft zwar den Punkt bei $110^{o}_{lab}$ besser, verschlechtert aber deutlich die Situation in den beiden Flanken (s. Abb. 4.2.4.1d).

Weiterhin wurde die Empfindlichkeit auf das Vorzeichen der Potentialtiefen getestet. Die Abb. 4.2.4.1e zeigt, daß verschiedene Vorzeichen des sphärischen Potentials identische Ergebnisse liefern, über das Vorzeichen also keine Aussage getroffen werden kann. Das negative Vorzeichen beim Tensorpotential gibt ein etwas schlechteres Ergebnis als das positive Vorzeichen. Startet man einen Fit bei einer negativen tensoriellen Potentialtiefe, so läuft diese zu positiven Werten hin, so daß das positive Vorzeichen angenommen werden kann.

Ein Fit, bei dem neben den Potentialtiefen auch der Radius und die Diffuseness freigegeben waren, brachte keine Verbesserung des Fitergebnisses. Der Radius und die Diffuseness verkleinern sich dabei auf $r_{SS}$ = 1,04 fm und $a_{SS}$ = 0,34 fm, das Tensorpotential verschwindet nahezu, $V_{ST}$ = 0,02 MeV, und das sphärische Potential vergrößert sich auf $V_{SS}$ = 1,69 MeV. Da sich die Qualität des Fits nicht verbessert, wurden die Geometrieparameter wieder auf denen des reellen Potentials festgehalten.

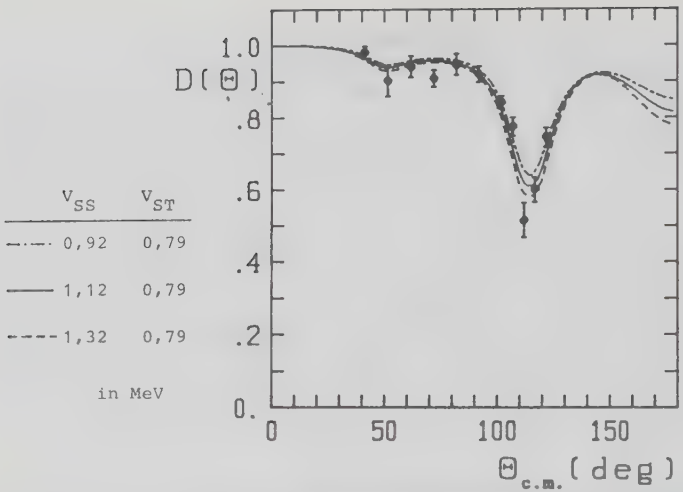



Abb. 4.2.4.1b: Experimentelle Depolarisation von Al und Kurven mit verschiedenen sphärischen Potentialtiefen

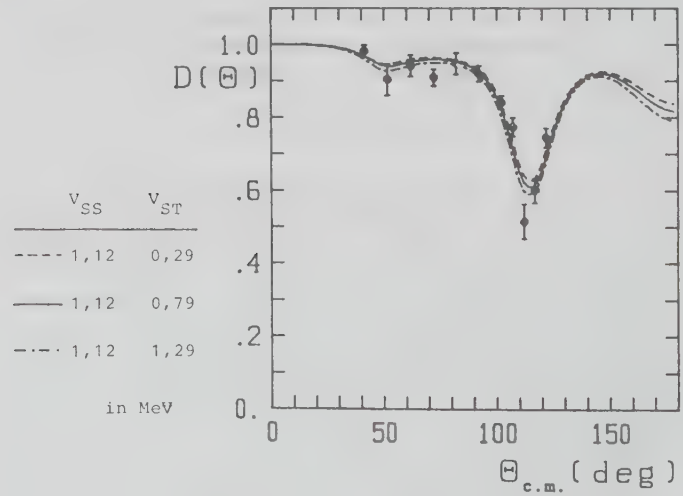



Abb. 4.2.4.1c: Experimentelle Depolarisation von Al und Kurven mit verschiedenen tensoriellen Potentialtiefen

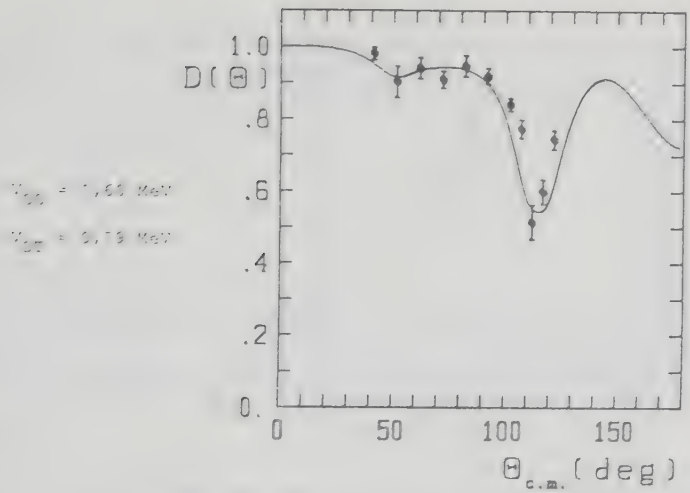



Abb. 4.2.4.1d: Experimentelle Depolarisation von Al und Kurve mit $V_{SS}$ = 1,6 MeV

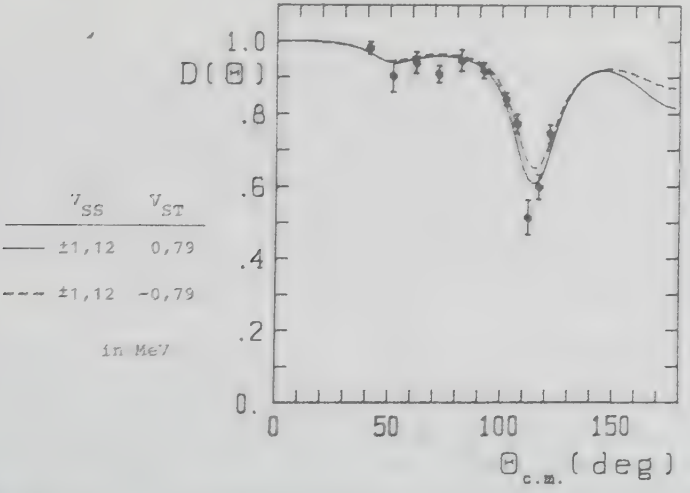



Abb. 4.2.4.1e: Experimentelle Depolarisation von Al und Kurven mit verschiedenen Potentialvorzeichen

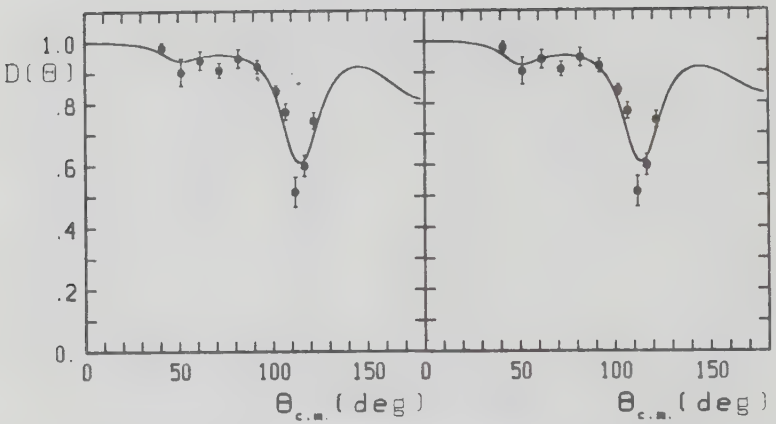



Abb. 4.2.4.1f: Experimentelle Depolarisation von Al und Bestfitkurven. Links mit Oberfl.-Oberfl.-Formfaktoren, rechts mit Vol.-Vol.-Formfaktoren

Das weitere Interesse galt den Formfaktoren der Spin-Spin-Potentialterme. Die Ergebnisse der durchgeführten Fits sind in der Tabelle 4.2.4.1b angegeben. Als Beispiel ist in der Abb. 4.2.4.1f neben dem Bestfit (Oberflächenformfaktor für $V_{SS}$ und $V_{ST}$) der Fit mit einem Volumenfaktor für beide Spin-Spin-Potentialterme gezeigt. Die Fitkurven mit dem jeweils anderen Formfaktor für das Tensorpotential unterscheiden sich fast nicht von den gezeigten Kurven und auch das $\chi^2$ ist nahezu gleich.

Wird für das sphärische Potential ein Volumenfaktor genommen, so wird eine kleinere Potentialtiefe benötigt und das erste Depolarisationsminimum wird besser beschrieben. Jedoch ist das zweite Minimum etwas breiter, so daß die Flanken schlechter beschrieben werden. Eine eindeutige Aussage über die zu bevorzugenden Formfaktoren läßt sich nicht treffen. Die Kombination Oberflächen-Oberflächen wurde wegen des kleineren $\chi^2$ als Bestfit genommen.

| | Oberfl.-Oberfl. | Oberfl.-Vol. | Vol.-Vol. | Vol.-Oberfl. |
|---|---|---|---|---|
| $V_{SS}$ | 1,12 | 0,99 | 0,68 | 0,82 |
| $V_{ST}$ | 0,79 | 0,707 | 0,88 | 0,83 |
| $\chi^2$ | 115 | 115 | 122 | 125 |

Tabelle 4.2.4.1b: Fitergebnisse in MeV mit verschiedenen Formfaktoren für die Spin-Spin-Potentialterme

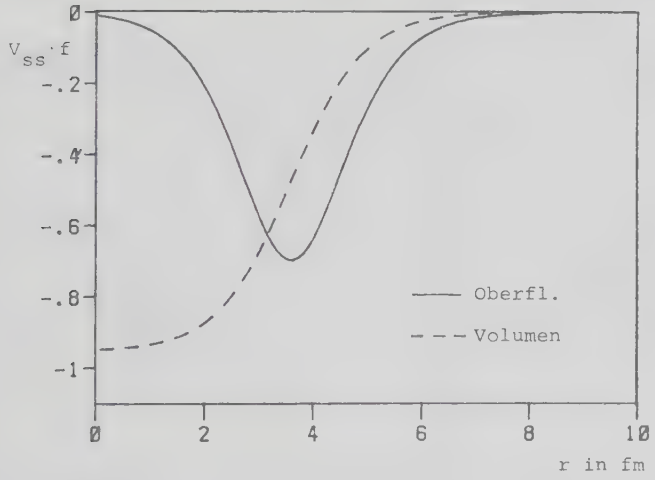



Abb. 4.2.4.1g: Volumen- und Oberflächenformfaktor multipliziert mit der jeweiligen sphärischen Potentialtiefe ($V_{SS\ Vol}$ = 0,95 MeV, $V_{SS\ Oberfl}$ = 1,29 MeV) über den Abstand vom Kernmittelpunkt aufgetragen.

In der Abb. 4.2.4.1g ist ein Oberflächen- und ein Volumenformfaktor jeweils multipliziert mit der sphärischen Tiefe in Abhängigkeit vom Abstand zum Kernmittelpunkt aufgetragen. Die Potentialtiefen ergaben sich dabei aus Fits mit rein sphärischem Spin-Spin-Potential ($V_{ST} = 0$) zu $V_{SS} = 1{,}29$ MeV mit Oberflächenterm und $V_{SS} = 0{,}95$ MeV mit Volumenterm. Die dazugehörigen $\chi^2$ waren 118 bzw. 127, so daß die Beschreibung der Daten annähernd gleich und damit die Potentialwirkung ähnlich ist. Es wird deutlich, daß sich die Kurve mit dem Volumenterm tiefer herunter zieht, obwohl der Potentialparameter mit Oberflächenterm größer ist. Damit läßt sich erklären, warum für die sphärischen Potentialtiefen mit Oberflächenformfaktor größere Werte nötig sind, als für den entsprechenden Fit mit Volumenfaktor. Über die sehr ähnlichen Tensorpotentialtiefen läßt sich im Hinblick auf den größeren Fehler keine Aussage treffen.

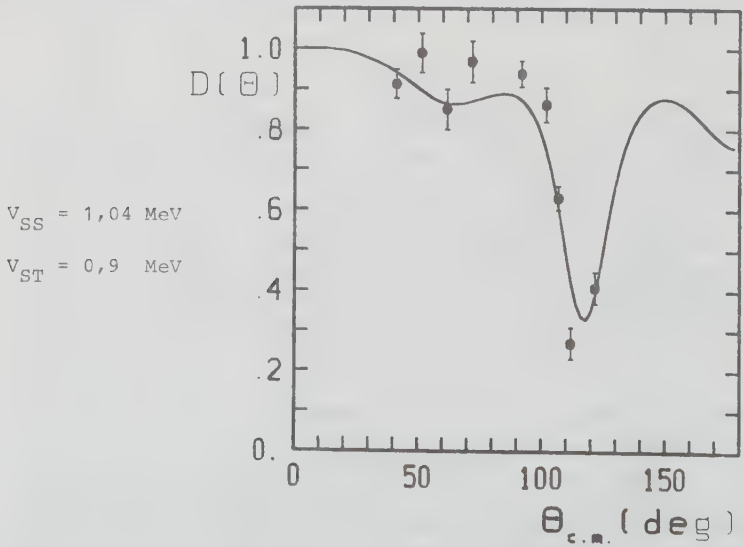



Abb. 4.2.4.1h: Experimentelle Depolarisation von Al(p,p) bei 10,35 MeV und Bestfitkurve (aus Löh 82)

Die Kurve mit Volumenformfaktoren für $V_{SS}$ und $V_{ST}$ läßt sich mit den Daten vergleichen, die von H. Löh (Löh 82) für die Depolarisation der Reaktion $^{27}$Al(p,p)Al bei 10,35 MeV ermittelt wurden (s. Abb. 4.2.4.1h). Die dabei ebenfalls mit Volumen-Volumen-Formfaktoren gewonnenen Bestfitpotentialtiefen $V_{SS}$ = 1,04 MeV und $V_{ST}$ = 0,9 MeV stimmen im Rahmen des Fehlers mit den Werten der vorliegenden Arbeit überein. Die größeren Potentialtiefen entstehen vornehmlich durch das tiefere gemessene Minimum. Dabei muß berücksichtigt werden, daß die experimentellen Punkte noch mit der "alten" Erlanger Anordnung bestimmt wurden, die keinen zweiten Quadrupol und keinen Szintillator, d.h. keine Koinzidenzschaltung, besaß. Die Ermittlung der Peakinhalte, speziell der Rückwärtswinkel, durch Untergrund- und Gaußfits war entsprechend fehlerbehaftet.

#### 4.2.4.2 Variation der Parameter des optischen Modells

Um zu klären, welchen Einfluß die Parameter des optischen Modells auf das Spin-Spin-Potential haben, wurden Rechnungen mit gezielt veränderten Potentialtiefen durchgeführt. Zum einen wurde die reelle Potentialtiefe um 2,9 MeV nach oben bzw. nach unten, zum anderen das Imaginärpotential um $\pm$ 1,9 MeV variiert. Diese Änderungen sind die in Kap. 4.2.1.1 angegebenen Fehler nach dem 10 %-Kriterium. Bei diesen Rechnungen erhöhte sich das $\chi^2$ gegenüber dem Bestfit sogar um 50 % - 200 %, denn die nicht geänderten Parameter wurden nicht nachgefittet, wie das für eine 10 % Änderung nötig gewesen wäre. Die Abb. 4.2.4.2a zeigt die Wirkungsquerschnitts- und polarisierte Wirkungsquerschnittskurven für diese geänderten Potentiale. Es treten zum Teil erhebliche Abweichungen von den experimentellen Punkten auf.

Mit diesen Potentialen wurden nun jeweils die Compoundrechnungen mit und ohne Spinflip, die Coupled-Channels-Rechnungen für die Quadrupoldepolarisation sowie die DWBA-Rechnungen für den Spinflip aufgrund der Spin-Spin-Kräfte durchgeführt. In der Abb. 4.2.4.2b sind die Depolarisationskurven gezeigt, wie sie mit den Spin-Spin-Bestfitpotentialen erhalten wurden. Man sieht, daß sich die Kurven nicht sehr vom Bestfit unterscheiden, die optischen Modellparameter also nicht stark in die

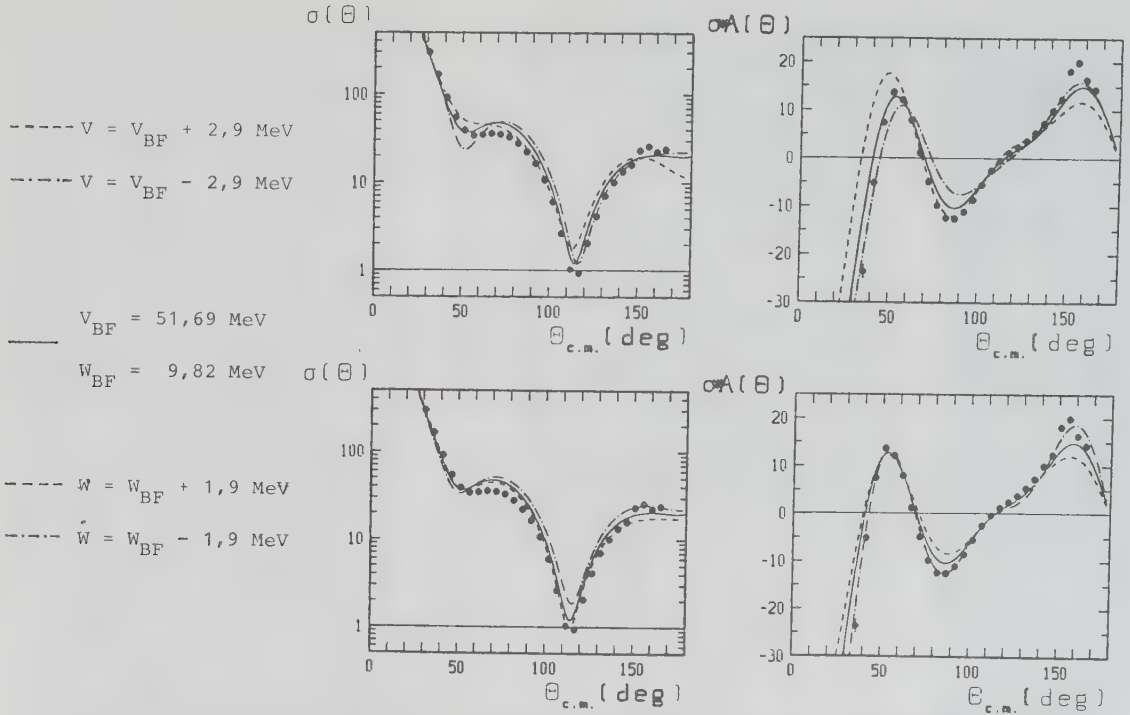



Abb. 4.2.4.2a: σ und σ*A der Streuung Al(p,p) bei 11 MeV. Experimentelle Daten, Bestfit und Kurven mit variierten reellen und imaginären Potentialtiefen

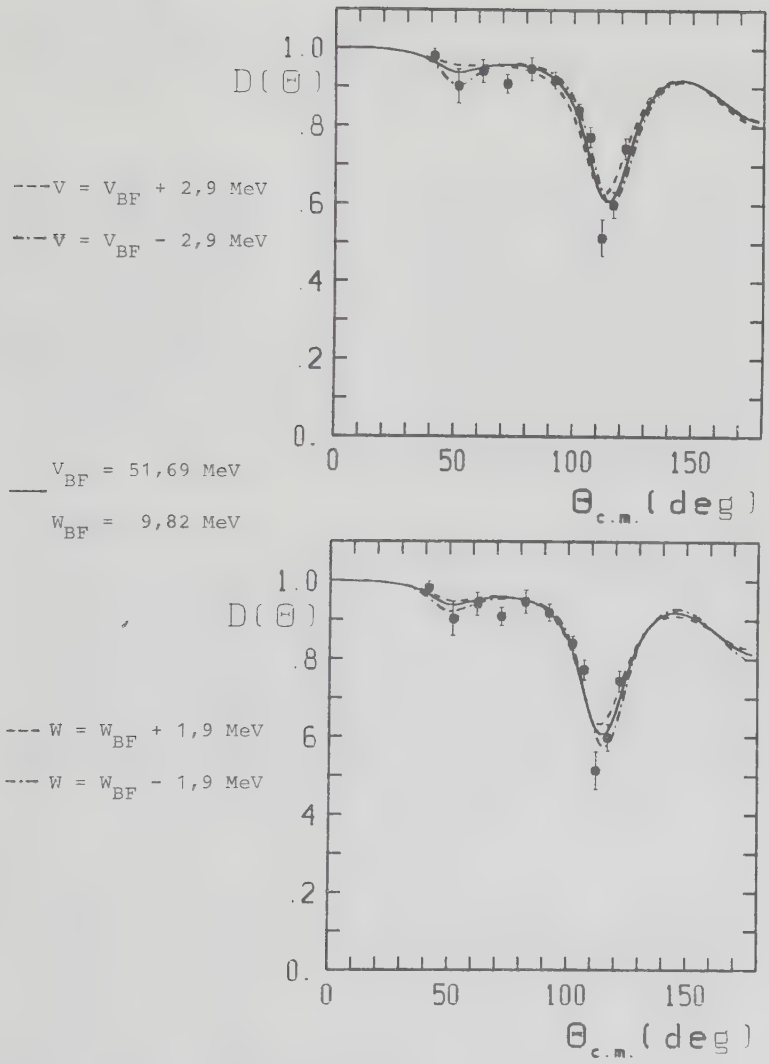



Abb. 4.2.4.2b: Experimentelle Depolarisation von Al und Kurven mit Bestfit-Spin-Spin-Potential, aber variierten OM-Potentialen.

Berechnung der Depolarisation eingehen. Das bedeutet, daß für die Beschreibung der Daten trotz "schlechter" Parameter des optischen Modells die oben angegebenen Spin-Spin-Potentiale nötig sind.

Korrigiert man die experimentellen Depolarisationswerte auf Compound- und Quadrupoleffekte, wie sie mit den geänderten Potentialen berechnet wurden, so können Fits der Spin-Spin-Potentiale erfolgen. In Tabelle 4.2.4.2 und in Abb. 4.2.4.2c sind die Ergebnisse dieser Fits dargestellt. Es zeigt sich wieder, daß auch mit "falschen" reellen und imaginären Potentialtiefen ähnliche Depolarisationswerte erhalten werden können, wenn die Spin-Spin-Potentiale die richtige Tiefe haben. Das sphärische Potential liegt dabei nahe beim Bestfitwert, das Tensorpotential nimmt Werte zwischen 0 und 1,4 MeV an, die jedoch wegen der in Kap. 4.2.4.1 beschriebenen Unsicherheiten noch im Rahmen bleiben.

Die $\chi^2$ der Fits der Spin-Spin-Potentiale bei geänderten Parametern des optischen Modells liegen teilweise unter dem Bestfit-$\chi^2$. Es muß aber nicht nur die Depolarisation, sondern auch der Wirkungsquerschnitt und der polarisierte Wirkungsquerschnitt mit dem optischen Modell beschrieben werden. Dort treten, wie die Abb. 4.2.4.2a zeigt, mit den variierten Potentialen teilweise erhebliche Abweichungen zu den gemessenen Daten auf. Daher sollten natürlich zur konsistenten Beschreibung aller Messungen die optischen Modellparameter des Bestfits herangezogen werden.

| | Bestfit | $V=V_{BF}+2,9$ | $V=V_{BF}-2,9$ | $W=W_{BF}+1,9$ | $W=W_{BF}-1,9$ |
|---|---|---|---|---|---|
| $V_{SS}$ | 1,12 | 1,32 | 0,94 | 1,22 | 0,83 |
| $V_{ST}$ | 0,79 | 0,004 | 1,13 | 0,97 | 1,39 |
| $\chi^2$ | 115 | 155 | 109 | 218 | 57 |

Tabelle 4.2.4.2: Fitergebnisse in MeV für das Spin-Spin-Potential mit variierten Parametern des optischen Modells

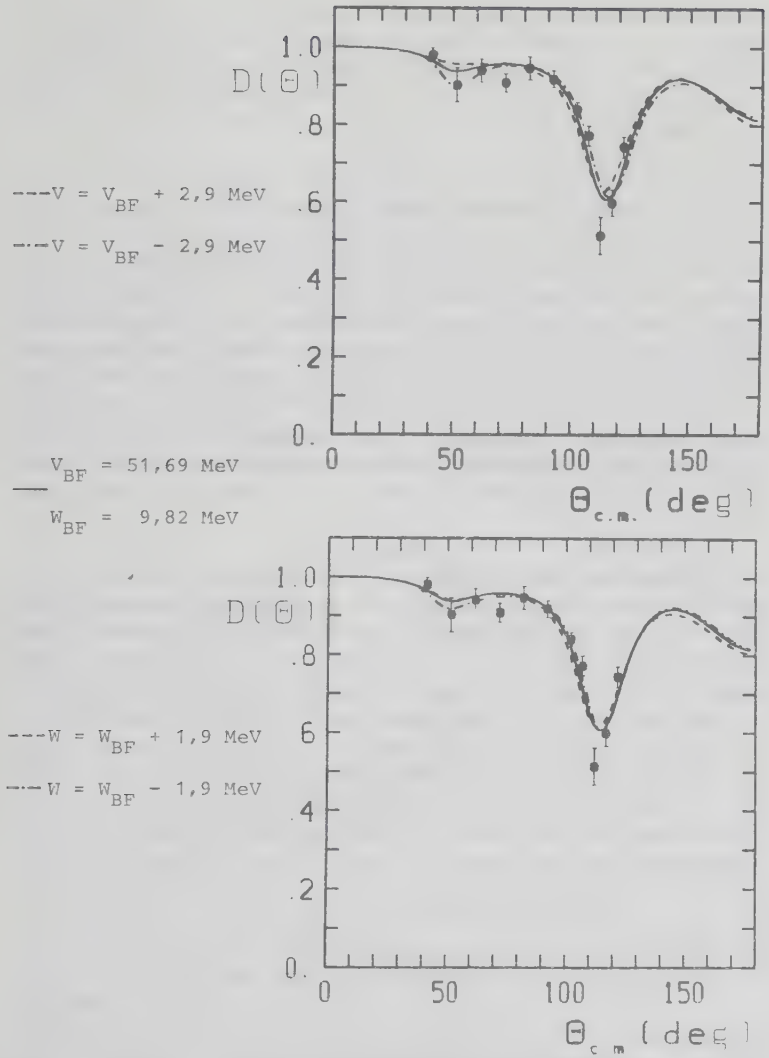



Abb. 4.2.4.2c: Experimentelle Depolarisation von Al und Bestfit-Kurven für variierte OM-Potentiale

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß eine Änderung der Parameter des optischen Modells nur wenig Einfluß auf die Depolarisation hat. Unsicherheiten bei der Bestimmung des OM-Bestfits führen also nicht zu wesentlich anderen Spin-Spin-Potentialen.

#### 4.2.4.3 Winkelmittelung, Tests im Minimum

Wie im Kap. 2.2.3 beschrieben, beträgt der horizontal akzeptierte Winkelbereich des Spektrometers $\pm 3{,}3^{\circ}$. Diese Akzeptanz wurde für die $^{27}$Al-und $^{89}$Y-Messung voll ausgenutzt. Die Rechenergebnisse der Programme gelten jedoch nur für einen definierten Winkel und die in der $4\pi$-Kammer gemessenen Daten stellen über die Winkelakzeptanz der dortigen Detektoren gemittelte Werte dar. Der Einfluß des endlichen akzeptierten Winkels des Spektrometers wird im folgenden an der Messung der Depolarisation von $^{27}$Al bei $110^{\circ}$, dem Minimumswinkel, beschrieben.

Auf die gemessene Depolarisation wirkt sich der große Winkelbereich über die Analysierstärke des Targets aus. Es wurde eine Fitfunktion $A_F$ gesucht, deren über die $4\pi$-Kammerakzeptanz von $\pm 1{,}03^{\circ}$ winkelgemittelter Wert $\left[A_F\right]_{1,03}$ die gemessene Analysierstarke korrekt wiedergibt. Diese Funktion konnte sodann über $\pm 3{,}3^{\circ}$ gemittelt werden, um die für die Depolarisation notige Analysierstärke $\left[A_F\right]_{3,3}$ zu erhalten. Da die Analysierstarke mit dem Wirkungsquerschnitt gewichtet werden muß, mußte zuvor eine ebensolche Fitfunktion $\sigma_F$ für den Wirkungsquerschnitt gefunden werden. Die Winkelmittelungen schreiben sich als

$$\left[\sigma_F\right]_{\Delta\theta} = \int \sigma_F \, d\theta \Big/ 2\Delta\theta$$

$$\left[A_F\right]_{\Delta\theta} = \int \sigma_F * A_F \, d\theta \Big/ \int \sigma_F \, d\theta$$

Die Fitfunktionen wurden als Reihe von Legendrepolynomen $P_L(\cos\theta)$ angesetzt, da Legendrepolynome quasiperiodische Funktionen am besten anfitten:

$$\sigma_F(\theta) = \sum_L s_L P_L(\cos\theta)$$

$$A_F(\theta) = \sum_L a_L P_L(\cos\theta)$$

mit den zu fittenden Koeffizienten $s_L$ und $a_L$.

Mit dieser Vorgehensweise ergab sich eine winkelgemittelte Analysierstärke $\left[A_F(110^\circ)\right]_{3,3} = -0,157$, verglichen mit dem in der $4\pi$-Kammer gemessenen Wert $A_{exp}(110^\circ) = \left[A_F(110^\circ)\right]_{1,03} = -0,155 \pm 0,019$. Die Werte sind im Rahmen des Fehlers identisch. Die mit dieser gemittelten Analysierstärke errechnete experimentelle Depolarisation beträgt $D = 0,515 \pm 0,048$ und unterscheidet sich ebenfalls kaum vom Wert 0,514 , der mit $A_{exp}$ erhalten wird.

Führt man nun für die aus den Programmen erhaltenen Wirkungsquerschnitte und die Quadrupoldepolarisation eine Winkelmittelung über $\pm 3,3^\circ$ durch, so erhält man für $110^\circ$:

| | ungemittelt | winkelgemittelt |
|---|---|---|
| $\sigma^{di}$ in mb/sr | 1,445 | 1,601 |
| $\sigma^{ce}$ in mb/sr | 3,445 | 3,445 |
| $2\,\sigma^{ce}_{+-}$ in mb/sr | 0,529 | 0,529 |
| $D^{(2)}$ | 0,960 | 0,961 |

Die Quadrupoldepolarisation wurde dabei mit $\sigma^{di}$ gewichtet. Erwartungsgemäß wirkt sich die Winkelmittelung auf $\sigma^{di}$ in seinem Minimum am stärksten aus. Wird die experimentelle Depolarisation mit obigen gemittelten Werten bezüglich Compound- und Quadrupolspinflip korrigiert, so ergibt sich die Depolarisation aufgrund der Spin-Spin-Kräfte zu $D^{SS} = 0,171 \pm 0,048$, was im Rahmen des Fehlers mit dem Wert 0,127 übereinstimmt, wie er ohne gemittelte Daten erhalten wird. Ein SPINSOR-Fit an das winkelgemittelte $D^{SS}$ führt zu Potentialen $V_{SS} = 1,13$ MeV und $V_{SI} = 0,72$ MeV, die sich von den Bestfitwerten kaum unterscheiden. Es hat sich also

herausgestellt, daß eine Winkelmittelung selbst für den Minimumswinkel nur zu minoren Korrekturen führt und deren Vernachlässigung keine nennenswerten Änderungen in den Potentialtiefen bewirkt.

Speziell für den Winkel $110^{\circ}$ erfolgten noch weitere Test bezüglich des direkten Wirkungsquerschnitts. Setzt man in der Formel für die Compoundkorrektur statt des direkten Wirkungsquerschnitts des Bestfits z.B. das experimentelle $\sigma$ oder das $\sigma$ vor der 0,3 MeV Energiemittelung (jeweils abzüglich des compoundelastischen Anteils) ein, so erhält man Werte für $D_{SS}$, die stets niedriger liegen, als der des Bestfits. Ein kleineres $D_{SS}$ führt bei SPINSOR-Fits zu größeren Potentialtiefen und damit wird die Notwendigkeit eines Spin-Spin-Potentials nur noch unterstrichen.

# 5 Proton-Proton-Streuung

## 5.1 Theorie

Das Wechselwirkungspotential V zweier Nukleonen läßt sich bei der Proton-Proton-Streuung im Niederenergiebereich folgendermaßen schreiben:

$$V = V_{coul} + V_{nucl} \quad \text{mit}$$

$$V_{nucl} = V_C + V_{LS}\,\underline{L}\,\underline{S} + V_T \cdot \tilde{S}_{12} \; .$$

Der Coulombanteil $V_{coul}$ wird durch das Potential einer Punktladung mit zusätzlichen Korrekturen beschrieben. Die wichtigste Korrektur erwächst aus der Vakuumpolarisation, deren Bedeutung von L. Durand (Dur 57) unterstrichen wurde. Andere Effekte, wie Abweichung von der Punktgeometrie oder Wechselwirkung der magnetischen Momente, spielen hier keine Rolle.

Das Potential der starken Wechselwirkung $V_{nucl}$ zerfällt in einen Zentralanteil $V_C$, der nur vom Abstand der Nukleonen abhängt, einen Spin-Bahn-Term $V_{LS}\,\underline{L}\,\underline{S}$ und einen Tensorbeitrag $V_T \cdot \tilde{S}_{12}$ mit dem Tensoroperator $\tilde{S}_{12} = 3(\underline{\sigma}_1\hat{\underline{r}})(\underline{\sigma}_2\hat{\underline{r}}) - \underline{\sigma}_1\underline{\sigma}_2$ ($\underline{\sigma}_i$ sind die Pauli-Spinmatrizen, $\hat{\underline{r}}$ der Einheitsvektor in Richtung der Verbindung der Nukleonen).

Höhere Terme des Nukleonenpotentials, wie z.B. ein quadratischer Spin-Bahn-Term, sind bei der hier verwendeten niedrigen Energie von 12 MeV vernachlässigbar (Hel 69).

Aus dem Potential ergeben sich die Streuphasen $\delta_{LSJ}$ zu:

$$\sin \delta_{LSJ} = \frac{-M}{\hbar^2 k} \int_0^\infty F_L(kr) \left\langle LSJ \middle| V_{nucl} \middle| LSJ \right\rangle U_{LSJ}(kr)\, dr$$

Dabei ist $\hbar k$ der c.m.-Impuls der Partikel und M deren Masse. Die $F_L(kr)$ stellen die Lösung der Radialgleichung ohne die Wechselwirkung $V_{nucl}$ dar, also die regulären Coulombwellenfunktionen, während die $U_{LSJ}$ die Lösungen mit dem

Nukleonenpotential sind. Bei bekanntem oder aus einem Modell stammenden Nukleonenpotential $V_{nucl}$ lassen sich so die Streuphasen berechnen. Auf der anderen Seite, der des Experimentators, können die Streuphasen durch Fits der aus ihnen errechneten Observablen an gemessene Daten bestimmt werden. Die Streuphasen stellen somit die Nahtstelle zwischen Theorie und Experiment dar.

Um die Bedeutung der Streuphasen zu veranschaulichen, können Näherungen wie folgt eingeführt werden. In der ersten Ordnung der Born'schen Näherung werden die $U_{LSJ}$ als Coulombwellenfunktionen $F_{LSJ}$ angesetzt. Für L = 1 sind die Streuphasen klein, so daß $\sin \delta_{1J} \approx \delta_{1J}$, und es gilt für die drei P-Streuphasen (J = 0, 1, 2):

$$\delta_{1J} = \sum_{i=C,LS,T} \langle J | O_i | J \rangle \; \frac{-M}{\hbar^2 k} \int_0^\infty V_i(r) \, F_1^2(kr) \, dr$$

mit den Operatoren $O_i = 1, \; \underline{L}\,\underline{S}, \; \tilde{S}_{12}$

Definiert man sich Matrixelemente $\Delta_i$ wie folgt (Gam 60):

$$\Delta_i = \frac{-M}{\hbar^2 k} \int_0^\infty V_i(r) \, F_1^2(kr) \, dr \; ,$$

so erhält man die $\Delta_i$ aus den obigen drei Gleichungen der $\delta_{1J}$ (Noy 67)

$$\Delta_C = 1/9 \; ( \; \delta_{10} + 3\delta_{11} + 5\delta_{12})$$

$$\Delta_{LS} = 1/12 \; (-2\delta_{10} - 3\delta_{11} + 5\delta_{12})$$

$$\Delta_T = 5/72 \; (-2\delta_{10} + 3\delta_{11} - \delta_{12})$$

Wenn die Born'sche Näherung für alle drei P-Phasen gilt, die $\delta_{1J}$ klein sind, und keine weiteren Nukleonpotentialterme auftreten, so sind die Streuphasenkombinationen $\Delta_i$ ein Maß für die Stärke und das Vorzeichen des entsprechenden Potentialanteils.

Aus den Bestimmungsgleichungen der $\Delta_i$ erkennt man, daß $\Delta_{LS}$ und $\Delta_T$ Null werden, wenn $\delta_{10} = \delta_{11} = {}^i\delta_{12}$. D.h. die nichtzentralen Anteile des Nukleon-Nukleon-Potentials bewirken eine Aufspaltung der P-Wellen-Streuphasen.

Wenn alle Streuphasen mit $L > 1$ verschwinden, so läßt sich der unpolarisierte differentielle Wirkungsquerschnitt aufspalten in einen Anteil des Coulombpotentials $V_{coul}$, einen Anteil des Nukleonpotentials $V_{nucl}$ und einen Interferenzterm:

$$\sigma(\theta) = \sigma_{coul}(\theta) + \sigma_{nucl}(\theta) + \sigma_{inter}(\theta)$$

Für kleine Energien läßt sich zeigen (She 70), daß $\sigma_{nucl}(\theta)$ hauptsächlich durch die ${}^1S_0$-Streuphase bestimmt wird, und die P-Streuphasen nur über $\Delta_C$ in $\sigma_{inter}(\theta)$ eingehen. Daher ist der Wirkungsquerschnitt auf die nichtzentralen Potentialanteile unsensitiv. Zu deren Bestimmung werden Messungen von Polarisationsobservablen, wie der Analysierstärke und der Depolarisation benötigt.

## 5.2 Analyse

### 5.2.1 Bestimmung der Bestfitstreuphasen

Die Streuphasenanalyse wurde mit dem Programm WAT4 an der Rechenanlage CDC CYBER 845 des regionalen Rechenzentrums Erlangen durchgeführt. WAT4 ist eine Version eines Streuphasenprogamms von W. Watari (Wat 85), das von A. Rauscher (Rau 85) dahingehend erweitert wurde, daß auch Streuphasenkombinationen $\Delta_1$ gefittet werden können. Als Eingabeobservable dienten die gemessenen Depolarisationswerte (siehe Tabelle 3.5) und die an der ETH Zürich mit dem Erlanger fensterlosen Gastarget bei derselben Energie gemessenen vorläufigen Analysierstärkewerte (Kre 85/1).

Da die bestimmende Observable für die ${}^1S_0$-Phase und für die Kombination $\Delta_C$ der Wirkungsquerschnitt ist, und keine $\sigma$-Messung vorlag, wurden die Werte für $\delta_{00}$ und $\Delta_C$ fest eingegeben. Dazu wurden die sogenannten elektrischen Streuphasen $\delta^E_{LJ}$, die keine elektromagnetischen Korrekturen enthalten, aus einer globalen Multienergieanalyse von R.A. Arndt et al.

(Arn 83) interpoliert und dann durch Addition der Vakuumpolarisationsstreuphasen $\tau_L$ die für das Programm nötigen Werte $\delta_{00} = 53{,}67$ und $\Delta_C = 0{,}144$ berechnet. Die Vakuumpolarisationsstreuphasen $\tau_L$ wurden aus Formeln von Eriksen (Eri 56) und Durand (Dur 57) gewonnen. In den folgenden Tabellen sind immer die elektrischen Streuphasen $\delta^E_{LJ}$ angegeben, d.h. von den Fitergebnissen wurden wieder die $\tau_L$ abgezogen.

Bei den Fits wurden Partialwellen bis L = 5 mitberücksichtigt, obwohl sie für L > 2 keine Rolle mehr spielen. Die Streuphasen für L > 1 und die Mischungsparameter $\varepsilon_J$ wurden auf den Werten des Ein-Pion-Austausch-Modells festgehalten. Für Energien < 30 MeV beschreibt dieses Modell die Phasen ab L = 2 sehr gut (Sig 67). Auch andere Potentialansätze (s. Kap. 5.1.2) liefern fast die gleichen Phasen.

| | | |
|---|---|---|
| Arndt | $^1S_0$ | 53.72 |
| | $\Delta_C$ | 0.176 |
| Fit | $\Delta_{LS}$ | 0.279 ± 0.042 |
| | $\Delta_T$ | -1.206 ± 0.011 |
| | $^3P_0$ | 4.442 ± 0.121 |
| | $^3P_1$ | -2.515 ± 0.026 |
| | $^3P_2$ | 0.937 ± 0.038 |
| | $\chi^2$ | 24.6 |
| | $\chi^2_F$ | 1.64 |

Tabelle 5.2.1: Erhaltene Bestfitstreuphasen in Grad der Reaktion $^1H(p,p_0)$ bei Eingabe der Arndt'schen Streuphasen $^1S_0$ und $\Delta_C$

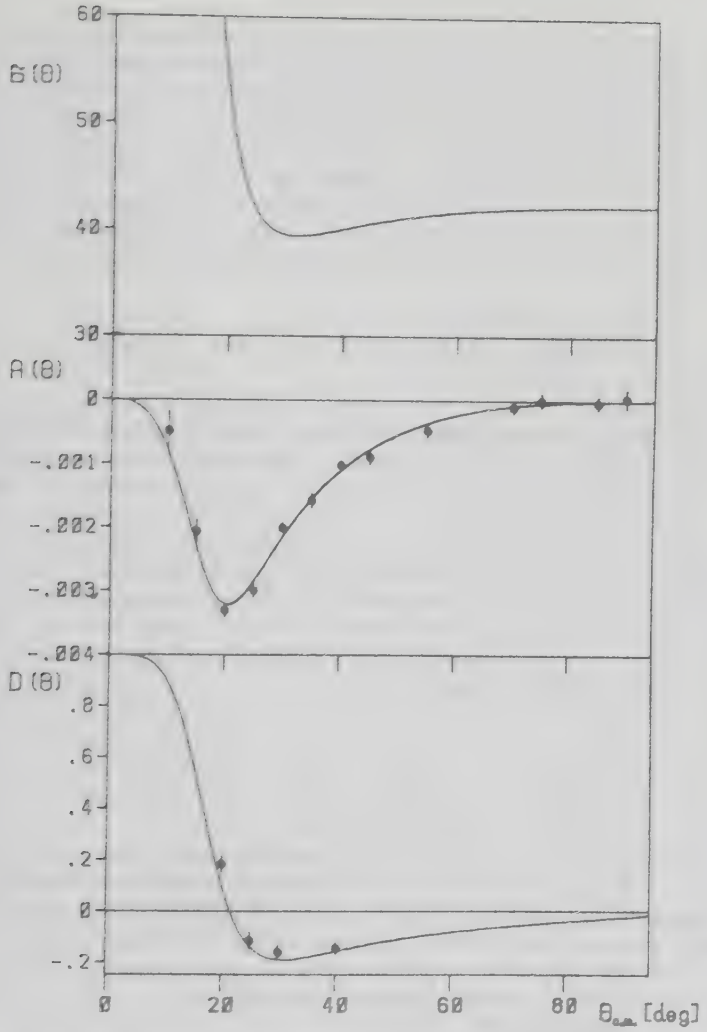



Abb. 5.2.1: Bestfit-Wirkungsquerschnitt, -Analysierstärke, und -Depolarisation von $^{4}$He(p,p) bei 12 MeV. Experimentelle Analysierstärkepunkte aus Kre 85/1, experimentelle Depolarisationsdaten aus dieser Arbeit.

Mit den oben angegebenen festgehaltenen Streuphasen wurde ein Fit durchgeführt, bei dem die Streuphasenkombinationen $\Delta_{LS}$ und $\Delta_{I}$ freigegeben waren. Das Ergebnis zeigen Tabelle 5.2.1 und Abb. 5.2.1. Die angegebenen Fehler wurden aus der Errormatrix berechnet und enthalten keinen Fehler bezüglich der Arndt'schen Streuphasen. Aus der Abb. 5.2.1 wird die gute Beschreibung der Daten durch den Bestfit deutlich. Der Verlauf der Kurve kann anhand der Bestimmungsgleichung der Depolarisation (s.a. Kap. 4.1.2) erklärt werden:

$$D = \frac{\sigma_{++} - \sigma_{+-} - \sigma_{-+} + \sigma_{--}}{\sigma_{++} + \sigma_{+-} + \sigma_{-+} + \sigma_{--}}$$

wobei die Indizes + oder - an den Unterwirkungsquerschnitten $\sigma$ für die Spinprojektion vor bzw. nach der Streuung stehen. Im Bereich kleiner Winkel überwiegt die Coulombstreuung, die keinen Spinflip induziert ( $\sigma_{+-}$ und $\sigma_{-+} \approx 0$). Die Depolarisation startet also bei Eins. Mit steigendem Winkel wird der Einfluß der Kernkräfte immer größer, es treten Spinflips auf und die Depolarisation nimmt ab. Die Spinflipunterwirkungsquerschnitte werden sogar größer als die non-spinflip $\sigma$'s und damit die Depolarisation negativ.
Für die Analysierstärke gilt

$$A = \frac{\sigma_{++} + \sigma_{+-} - \sigma_{-+} - \sigma_{--}}{\sigma_{++} + \sigma_{+-} + \sigma_{-+} + \sigma_{--}} = \frac{\sigma_{++} - \sigma_{--}}{\sigma_{++} + \sigma_{+-} + \sigma_{-+} + \sigma_{--}}$$

Die zweite Gleichung folgt aus der Zeitumkehrinvarianz mit $\sigma_{+-} = \sigma_{-+}$ in der elastischen Streuung. Es kommt hier, im Gegensatz zur Depolarisation, nur der Unterschied zwischen $\sigma_{++}$ und $\sigma_{--}$ zum Tragen, und der Effekt wird sehr klein.

### 5.2.2 Sensitivitäten und Vergleich mit theoretischen Modellen

Zur Bestimmung der Streuphasen wurden als Daten die Analysierstarke- und die Depolarisationswerte eingegeben. Ein Fit nur an die Depolarisationspunkte war wegen der kleinen Datenbasis nicht möglich. Um aber die Tendenz zu erkennen, die

durch die Depolarisationswerte entsteht, wurde erstens ein Fit nur an die Analysierstärke und zweitens ein Fit an A und D, aber mit künstlich verkleinertem $\Delta D$, durchgeführt. Es stellte sich heraus, daß eine Hinzunahme bzw. eine Überbewertung der Depolarisationsmessungen die Kombinationen $\Delta_{LS}$ und $\Delta_T$ vergrößert. Die Fits mit und ohne Depolarisation ergaben im Rahmen des Fehlers gleiche Streuphasen:

ohne Depolarisationswerte $\Delta_{LS} = 0{,}277^{\circ}$, $\Delta_T = -1{,}208^{\circ}$

Um zu untersuchen, auf welche der Streuphasenkombinationen die Depolarisation empfindlich ist, wurden One-Shot-Rechnungen mit jeweils um $\pm 0{,}2^{\circ}$ um den Bestfit variierten $\Delta_i$ vorgenommen. Abb. 5.2.2a zeigt, daß $\Delta_C$ und $\Delta_{LS}$ kaum Einfluß haben, die Kombination $\Delta_T$ jedoch auf die Depolarisation besonders im Minimum wirkt, und daher durch die Messungen besser festgelegt werden kann.

Zum Vergleich der Bestfitdaten dieser Arbeit mit anderen Autoren seien drei Streuphasensätze betrachtet: die schon erwähnte Multienergieanalyse von Arndt et al. (Arn 83), die sich auf mehrere tausend gemessene Datenpunkte der pp- und np-Streuung bis 1,1 GeV stützt, sowie zwei theoretische Potentialansätze, die auf Bosonenaustausch beruhen, das Bonn-Potential und das Paris-Potential (Lac 80). Die Daten der Paris-Streuphasen wurden aus den Phasen für 15-60 MeV auf 12 MeV extrapoliert, die Daten der Bonner-Streuphasen sind private Mitteilungen von 1985 (Mac 85). In Tabelle 5.2.2 sind die Werte zusammen mit den Bestfitwerten aufgelistet. Die Vorhersagen der Modelle stimmen recht gut mit dem Experiment überein, was auch in der Abb. 5.2.2b deutlich wird. Sie zeigt einen Vergleich der gemessenen mit der vorhergesagten Depolarisation. Das Bonn-Potential scheint dabei die Daten etwas besser zu beschreiben, jedoch läßt sich im Rahmen der Fehlerbalken keine eindeutige Aussage treffen.

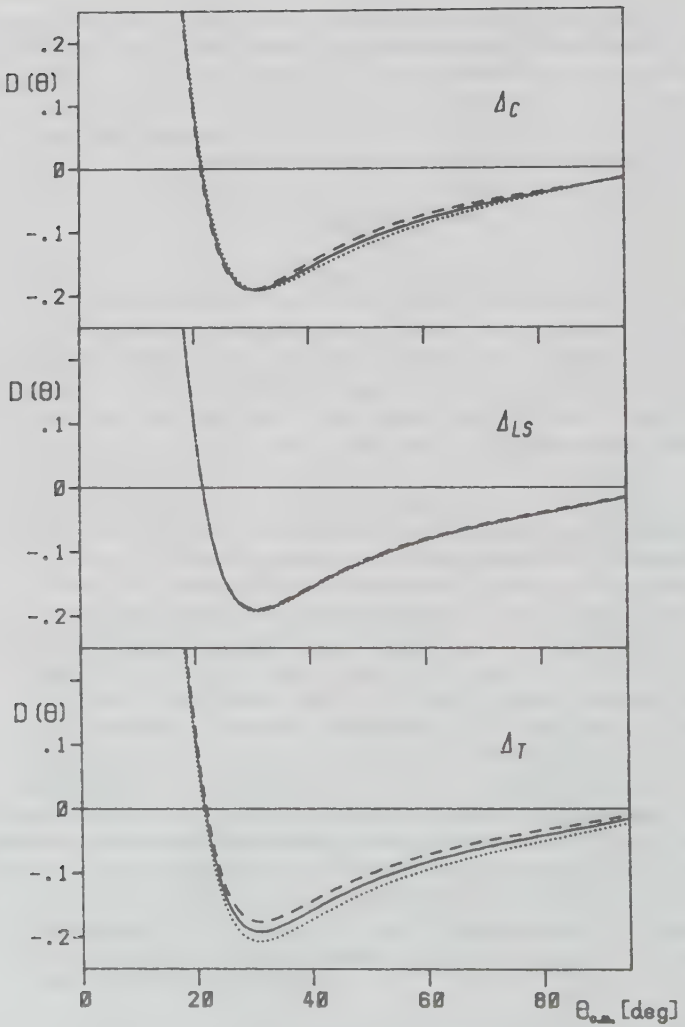



Abb. 5.2.2a: Depolarisation bei Variation der Streuphasenkombinationen um + 0,2° (– – –) und – 0,2° (·····)

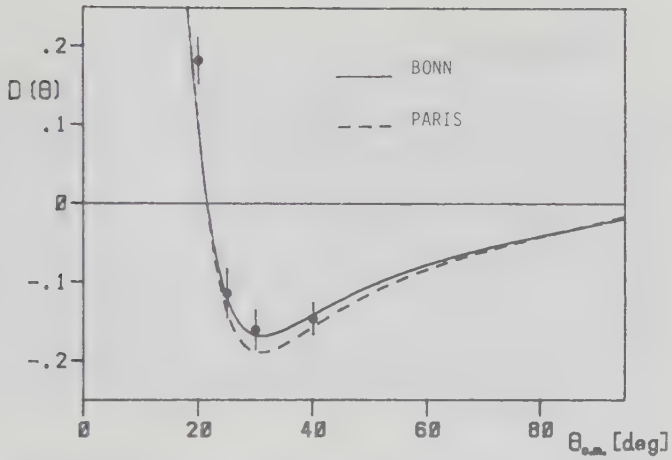



Abb. 5.2.2b: Experimentelle Depolarisationspunkte im Vergleich mit den Vorhersagen des Bonn- bzw. Paris-Potentials

| | Bestfit | Arndt | Bonn | Paris |
|---|---|---|---|---|
| $^1S_0$ | 53,72 | 53,72 | 57,94 | 54,46 |
| $^3P_0$ | 4,442 | 4,52 | 5,19 | 4,73 |
| $^3P_1$ | -2,515 | -2,46 | -2,71 | -2,57 |
| $^3P_2$ | 0,937 | 0,89 | 0,91 | 0,85 |
| $^1D_2$ | 0,217 | 0,23 | 0,24 | 0,25 |
| $^3F_2$ | 0,022 | 0,02 | 0,02 | 0,02 |
| $^3F_3$ | -0,054 | -0,05 | -0,05 | -0,05 |
| $\varepsilon_2$ | -0,010 | -0,28 | -0,29 | -0,29 |

Tabelle 5.2.2: Vergleich der Bestfitstreuphasen mit anderen Autoren (alle Phasen in Grad)

## 6 Schlußbemerkung

Werden die Compound- und Quadrupolbeiträge zur Depolarisation bei dem leichten Kern $^{27}$Al mit Kernspin I = 5/2 berücksichtigt, so verbleiben immer noch Abweichungen von den gemessenen Daten, die nur durch Hinzunahme von Spin-Spin-Potentialen erklärt werden können. Wie schon von H. Löh (Löh 81) gezeigt, ist es dabei besonders wichtig, auch beim zweiten Minimum des Wirkungsquerschnitts Depolarisationsmessungen vorzunehmen. Die von H. Löh ermittelten Spin-Spin-Potentialtiefen konnten bei der etwas höheren Energie im wesentlichen bestätigt werden, für eine Aussage über eine Energieabhängigkeit ist jedoch der energetische Abstand der Messungen von 0,65 MeV zu gering.

Die $^{89}$Y-Messung zeigte den erwartet kleinen Depolarisationseffekt aufgrund des kleinen Kernspins. Es konnten obere Grenzen der Spin-Spin-Potentiale angegeben werden. Überdies bot sich die Möglichkeit, zu zeigen, daß keine apparativen Asymmetrien vorliegen, sondern auch bei Rückwärtswinkeln eine Depolarisation von nahezu Eins gemessen werden kann.

Die Ergebnisse der Proton-Proton-Streuung zeigen gute Übereinstimmung mit Modellvorhersagen. Um von der Multienergieanalyse, die die Streuphase $\delta_{00}$ und die Kombination $\Delta_C$ bestimmt, unabhängig zu sein, ist es wünschenswert, Wirkungsquerschnittsdaten der Proton-Proton-Streuung bei 12 MeV zu erhalten. Entsprechende Messungen werden derzeit in Erlangen durchgeführt.

Anhang

Tabelle der beim Einfachstreuexperiment erhaltenen Wirkungsquerschnitte und Analysierstärken.
Die Winkelangaben sind Laborwinkel, die Wirkungsquerschnitte sind in mb/sr. Die Fehler sind rein statistischer Natur.

AL (P,P') BFI 10 MEV

| Θ | E | ΔE | A | ΔA |
|---|---|---|---|---|
| 30 | 377.6659 | 2.5831 | -.0707 | .0114 |
| 35 | 214.0283 | 1.7417 | -.0512 | .0162 |
| 40 | 135.4823 | 1.0213 | -.0597 | .0122 |
| 45 | 79.5267 | .7118 | .1327 | .0167 |
| 50 | 61.6690 | .6413 | .2175 | .0164 |
| 55 | 53.4099 | .5831 | .2332 | .0191 |
| 60 | 49.3904 | .3833 | .0950 | .0117 |
| 65 | 48.5152 | .3785 | -.0050 | .0135 |
| 70 | 45.1761 | .3841 | -.1426 | .0135 |
| 75 | 41.0984 | .3576 | -.2672 | .0161 |
| 80 | 35.0423 | .3396 | -.3877 | .0168 |
| 85 | 28.3358 | .2888 | -.5039 | .0208 |
| 90 | 23.1821 | .2645 | -.5420 | .0112 |
| 95 | 16.0823 | .2019 | -.6383 | .0142 |
| 100 | 10.9602 | .0961 | -.5568 | .0102 |
| 105 | 7.3507 | .0725 | -.4804 | .0145 |
| 110 | 5.4018 | .0603 | -.1781 | .0182 |
| 115 | 5.0076 | .0574 | .1803 | .0243 |
| 120 | 5.6993 | .0642 | .4438 | .0236 |
| 125 | 7.3032 | .0765 | .5909 | .0234 |
| 130 | 9.7548 | .0956 | .6576 | .0190 |
| 135 | 12.5859 | .1171 | .7267 | .0182 |
| 140 | 15.9723 | .1376 | .6635 | .0138 |
| 145 | 18.6914 | .1575 | .7770 | .0140 |
| 150 | 26.0892 | .2819 | .8342 | .0153 |
| 155 | 30.1123 | .3208 | .7308 | .0146 |
| 160 | 27.7211 | .2332 | .6215 | .0102 |
| 165 | 30.0733 | .2512 | .5257 | .0101 |

AL (P,P) BEI 10.25 MEV

| θ | B | ΔB | A | ΔA |
|---|---|---|---|---|
| 30 | 346.1683 | 2.3888 | -.0911 | .0110 |
| 35 | 204.7351 | 1.6593 | -.0535 | .0148 |
| 40 | 120.6138 | .9258 | -.0383 | .0123 |
| 45 | 76.3302 | .6795 | .1237 | .0152 |
| 50 | 55.7067 | .5883 | .1792 | .0159 |
| 55 | 47.1338 | .5269 | .1975 | .0183 |
| 60 | 43.7535 | .3456 | .1371 | .0110 |
| 65 | 42.7401 | .3398 | -.0007 | .0128 |
| 70 | 40.0045 | .3455 | -.1246 | .0130 |
| 75 | 36.7931 | .3244 | -.2849 | .0154 |
| 80 | 31.1512 | .3062 | -.4119 | .0165 |
| 85 | 25.4297 | .2625 | -.4572 | .0196 |
| 90 | 19.9238 | .2327 | -.5473 | .0108 |
| 95 | 14.4832 | .1843 | -.6298 | .0132 |
| 100 | 9.3974 | .0847 | -.6138 | .0092 |
| 105 | 6.4876 | .0654 | -.5353 | .0129 |
| 110 | 4.6549 | .0537 | -.1439 | .0180 |
| 115 | 4.7133 | .0541 | .2305 | .0229 |
| 120 | 5.3876 | .0607 | .5179 | .0230 |
| 125 | 7.3800 | .0759 | .5778 | .0211 |
| 130 | 9.5810 | .0932 | .6211 | .0175 |
| 135 | 12.1422 | .1125 | .6808 | .0166 |
| 140 | 14.3076 | .1244 | .6943 | .0136 |
| 145 | 16.4310 | .1399 | .7750 | .0136 |
| 150 | 21.4812 | .2358 | .7868 | .0154 |
| 155 | 23.4006 | .2543 | .7377 | .0151 |
| 160 | 20.5432 | .1771 | .7411 | .0115 |
| 165 | 21.2272 | .1824 | .6142 | .0112 |

AL (P,P) BEI 10.35 MEV

| θ | B | ΔB | A | ΔA |
|---|---|---|---|---|
| 30 | 351.7230 | 2.4338 | -.0815 | .0119 |
| 35 | 201.2231 | 1.6548 | -.0797 | .0153 |
| 40 | 120.6403 | .9331 | -.0251 | .0136 |
| 45 | 72.7011 | .6645 | .0114 | .0166 |
| 50 | 53.9768 | .5810 | .1119 | .0187 |
| 55 | 46.4430 | .5266 | .1592 | .0190 |
| 60 | 43.8312 | .3485 | .0985 | .0125 |
| 65 | 42.7124 | .3421 | -.0383 | .0132 |
| 70 | 41.0461 | .3546 | -.1902 | .0145 |
| 75 | 37.8476 | .3335 | -.3109 | .0155 |
| 80 | 32.6701 | .3195 | -.4237 | .0177 |
| 85 | 26.2598 | .2707 | -.5448 | .0202 |
| 90 | 21.2905 | .2462 | -.6105 | .0115 |
| 95 | 14.2849 | .1839 | -.6715 | .0130 |
| 100 | 10.1369 | .0901 | -.7207 | .0095 |
| 105 | 6.5229 | .0662 | -.6107 | .0123 |
| 110 | 4.6940 | .0544 | -.2474 | .0189 |
| 115 | 4.1076 | .0499 | .3297 | .0259 |
| 120 | 5.0929 | .0589 | .6336 | .0268 |
| 125 | 6.8186 | .0722 | .6988 | .0232 |
| 130 | 9.5670 | .0936 | .6958 | .0195 |
| 135 | 12.0359 | .1123 | .6993 | .0170 |
| 140 | 14.9424 | .1295 | .7153 | .0145 |
| 145 | 16.8240 | .1433 | .7628 | .0136 |
| 150 | 22.4050 | .2454 | .7836 | .0163 |
| 155 | 23.7993 | .2589 | .8142 | .0156 |
| 160 | 20.8674 | .1801 | .7819 | .0125 |
| 165 | 23.0115 | .1965 | .5883 | .0108 |

AL (P,P) BEI 10.5 MEV

| θ | σ | Δσ | A | ΔA |
|---|---|---|---|---|
| 30 | 338.9049 | 2.3432 | -.1712 | .0121 |
| 35 | 196.0737 | 1.6044 | -.1577 | .0164 |
| 40 | 118.1328 | .9086 | -.0827 | .0134 |
| 45 | 72.5184 | .6539 | .0317 | .0169 |
| 50 | 51.0396 | .5524 | .1872 | .0176 |
| 55 | 42.2326 | .4882 | .2481 | .0195 |
| 60 | 39.9618 | .3224 | .1679 | .0120 |
| 65 | 38.8637 | .3160 | .0470 | .0135 |
| 70 | 37.3361 | .3268 | -.1258 | .0142 |
| 75 | 33.8602 | .3037 | -.2633 | .0164 |
| 80 | 28.9995 | .2889 | -.3939 | .0178 |
| 85 | 23.0849 | .2434 | -.5341 | .0217 |
| 90 | 18.1324 | .2161 | -.5834 | .0119 |
| 95 | 12.8717 | .1688 | -.6801 | .0142 |
| 100 | 8.6396 | .0794 | -.6419 | .0103 |
| 105 | 5.4458 | .0579 | -.5459 | .0147 |
| 110 | 3.9881 | .0483 | -.1162 | .0210 |
| 115 | 3.8355 | .0471 | .4247 | .0283 |
| 120 | 4.9996 | .0574 | .5532 | .0252 |
| 125 | 7.0925 | .0734 | .5981 | .0222 |
| 130 | 9.4827 | .0921 | .6481 | .0184 |
| 135 | 12.1334 | .1121 | .6803 | .0170 |
| 140 | 14.9530 | .1288 | .7081 | .0139 |
| 145 | 17.0510 | .1441 | .7561 | .0136 |
| 150 | 22.9661 | .2497 | .7878 | .0155 |
| 155 | 24.5985 | .2655 | .7842 | .0153 |
| 160 | 21.9925 | .1879 | .7389 | .0115 |
| 165 | 22.5975 | .1926 | .5854 | .0110 |

AL (P,P) BEI 10.6 MEV

| θ | σ | Δσ | A | ΔA |
|---|---|---|---|---|
| 30 | 334.7985 | 2.1899 | -.1881 | .0121 |
| 35 | 192.5586 | 1.4728 | -.1632 | .0149 |
| 40 | 112.7116 | .8239 | -.1077 | .0138 |
| 45 | 67.0858 | .5752 | .0608 | .0156 |
| 50 | 45.6721 | .4761 | .2379 | .0183 |
| 55 | 37.3727 | .4168 | .2519 | .0186 |
| 60 | 35.6289 | .2790 | .1493 | .0129 |
| 65 | 36.8484 | .2860 | .0069 | .0127 |
| 70 | 35.3087 | .2971 | -.2297 | .0150 |
| 75 | 33.4735 | .2851 | -.3257 | .0152 |
| 80 | 28.6893 | .2725 | -.5215 | .0183 |
| 85 | 23.2912 | .2317 | -.6148 | .0200 |
| 90 | 18.6215 | .2089 | -.7258 | .0113 |
| 95 | 13.0677 | .1601 | -.6798 | .0127 |
| 100 | 8.3597 | .0729 | -.7460 | .0102 |
| 105 | 5.2697 | .0526 | -.4824 | .0140 |
| 110 | 3.6600 | .0422 | -.0397 | .0228 |
| 115 | 3.5969 | .0417 | .4932 | .0270 |
| 120 | 4.5223 | .0500 | .6683 | .0269 |
| 125 | 6.5183 | .0651 | .6127 | .0209 |
| 130 | 8.9407 | .0839 | .6095 | .0182 |
| 135 | 11.4896 | .1030 | .5677 | .0150 |
| 140 | 13.9711 | .1177 | .6745 | .0138 |
| 145 | 16.1380 | .1334 | .6625 | .0121 |
| 150 | 21.0611 | .2257 | .7998 | .0157 |
| 155 | 22.6300 | .2408 | .7671 | .0143 |
| 160 | 19.9815 | .1686 | .7817 | .0119 |
| 165 | 20.6844 | .1740 | .6294 | .0105 |

AL (P,P) BEI 10.7 MEV

| θ | σ | Δσ | A | ΔA |
|---|---|---|---|---|
| 30 | 336.0065 | 2.0948 | -.1477 | .0097 |
| 35 | 189.2803 | 1.3700 | -.1050 | .0134 |
| 40 | 106.9635 | .7517 | -.0238 | .0111 |
| 45 | 64.2773 | .5237 | .1523 | .0140 |
| 50 | 44.8665 | .4416 | .2742 | .0144 |
| 55 | 39.1815 | .4026 | .3157 | .0162 |
| 60 | 38.5321 | .2815 | .1708 | .0099 |
| 65 | 40.2394 | .2912 | .0021 | .0112 |
| 70 | 39.4825 | .3117 | -.1557 | .0113 |
| 75 | 37.2870 | .2977 | -.3174 | .0131 |
| 80 | 31.6530 | .2840 | -.4507 | .0141 |
| 85 | 25.9665 | .2418 | -.5943 | .0172 |
| 90 | 20.7334 | .2182 | -.6781 | .0086 |
| 95 | 14.1929 | .1620 | -.7419 | .0109 |
| 100 | 9.2506 | .0748 | -.7212 | .0075 |
| 105 | 5.8140 | .0530 | -.6045 | .0113 |
| 110 | 3.8019 | .0406 | -.0723 | .0178 |
| 115 | 3.5007 | .0384 | .4737 | .0248 |
| 120 | 4.3175 | .0456 | .6809 | .0230 |
| 125 | 6.2163 | .0598 | .6654 | .0199 |
| 130 | 8.4845 | .0774 | .5813 | .0154 |
| 135 | 10.9833 | .0960 | .5663 | .0141 |
| 140 | 13.2608 | .1096 | .5540 | .0112 |
| 145 | 15.0840 | .1229 | .6112 | .0113 |
| 150 | 20.1111 | .2124 | .5996 | .0125 |
| 155 | 21.0663 | .2217 | .6759 | .0131 |
| 160 | 18.3675 | .1534 | .6438 | .0098 |
| 165 | 18.8304 | .1570 | .5953 | .0100 |

AL (P,P) BEI 10.8 MEV

| θ | σ | Δσ | A | ΔA |
|---|---|---|---|---|
| 30 | 333.8486 | 2.1020 | -.1390 | .0103 |
| 35 | 185.9521 | 1.3677 | -.1456 | .0143 |
| 40 | 100.2334 | .7237 | -.0251 | .0122 |
| 45 | 59.1486 | .5011 | .1216 | .0153 |
| 50 | 44.7052 | .4456 | .2907 | .0154 |
| 55 | 39.6423 | .4106 | .3243 | .0166 |
| 60 | 39.9200 | .2918 | .2047 | .0102 |
| 65 | 41.9755 | .3034 | .0327 | .0112 |
| 70 | 39.9606 | .3170 | -.1460 | .0119 |
| 75 | 37.7807 | .3030 | -.3174 | .0135 |
| 80 | 32.2059 | .2900 | -.4385 | .0147 |
| 85 | 26.0916 | .2445 | -.5848 | .0176 |
| 90 | 20.2872 | .2159 | -.6542 | .0095 |
| 95 | 14.6620 | .1675 | -.7609 | .0111 |
| 100 | 9.4122 | .0765 | -.7731 | .0078 |
| 105 | 5.9523 | .0545 | -.6741 | .0112 |
| 110 | 3.8334 | .0413 | -.2476 | .0173 |
| 115 | 3.5618 | .0393 | .4463 | .0252 |
| 120 | 4.0802 | .0443 | .7544 | .0256 |
| 125 | 6.0207 | .0589 | .7836 | .0218 |
| 130 | 8.4905 | .0780 | .6867 | .0168 |
| 135 | 10.8860 | .0959 | .6944 | .0153 |
| 140 | 13.4572 | .1115 | .6316 | .0121 |
| 145 | 15.5571 | .1268 | .6899 | .0118 |
| 150 | 20.1511 | .2135 | .6797 | .0135 |
| 155 | 21.8101 | .2295 | .7200 | .0135 |
| 160 | 19.2341 | .1605 | .6232 | .0100 |
| 165 | 19.2374 | .1606 | .5619 | .0101 |

AL (P,P) BEI 10.9 MEV

| θ | B | ΔB | A | ΔA |
|---|---|---|---|---|
| 30 | 326.0181 | 2.0835 | -.1394 | .0106 |
| 35 | 182.3980 | 1.3674 | -.1129 | .0135 |
| 40 | 93.1548 | .6941 | -.0347 | .0129 |
| 45 | 57.5747 | .4994 | .1572 | .0144 |
| 50 | 45.6292 | .4576 | .3657 | .0147 |
| 55 | 40.2897 | .4209 | .3154 | .0155 |
| 60 | 40.8636 | .2998 | .2023 | .0102 |
| 65 | 41.3446 | .3028 | .0271 | .0107 |
| 70 | 38.9050 | .3191 | -.1304 | .0119 |
| 75 | 37.1175 | .3013 | -.2536 | .0126 |
| 80 | 31.3332 | .2856 | -.4052 | .0148 |
| 85 | 25.1963 | .2399 | -.5085 | .0168 |
| 90 | 19.0566 | .2071 | -.6005 | .0100 |
| 95 | 13.2932 | .1572 | -.6643 | .0112 |
| 100 | 8.6298 | .0723 | -.6926 | .0088 |
| 105 | 5.3880 | .0515 | -.5813 | .0115 |
| 110 | 3.7001 | .0408 | -.2376 | .0178 |
| 115 | 3.4037 | .0387 | .2672 | .0229 |
| 120 | 4.2231 | .0459 | .5541 | .0237 |
| 125 | 5.8448 | .0582 | .6378 | .0202 |
| 130 | 8.4703 | .0785 | .6321 | .0167 |
| 135 | 11.1463 | .0985 | .6279 | .0142 |
| 140 | 13.8062 | .1146 | .6656 | .0123 |
| 145 | 16.1577 | .1318 | .6581 | .0110 |
| 150 | 21.6504 | .2288 | .6907 | .0133 |
| 155 | 23.7844 | .2494 | .6659 | .0122 |
| 160 | 20.5147 | .1709 | .6059 | .0098 |
| 165 | 22.2087 | .1839 | .4819 | .0087 |

AL (P,P) BEI 11 MEV

| θ | B | ΔB | A | ΔA |
|---|---|---|---|---|
| 30 | 321.1196 | 2.0524 | -.1673 | .0103 |
| 35 | 180.5800 | 1.3502 | -.1357 | .0137 |
| 40 | 105.0961 | .7544 | -.0527 | .0117 |
| 45 | 64.5008 | .5354 | .1210 | .0139 |
| 50 | 44.4760 | .4476 | .2842 | .0149 |
| 55 | 39.4348 | .4124 | .3264 | .0156 |
| 60 | 39.2827 | .2899 | .2045 | .0099 |
| 65 | 40.0054 | .2940 | .0384 | .0109 |
| 70 | 38.8645 | .3115 | -.1147 | .0115 |
| 75 | 35.6875 | .2909 | -.2622 | .0129 |
| 80 | 30.4035 | .2779 | -.3896 | .0144 |
| 85 | 24.4662 | .2335 | -.4631 | .0167 |
| 90 | 18.8556 | .2047 | -.5194 | .0100 |
| 95 | 12.9696 | .1536 | -.6263 | .0117 |
| 100 | 8.0624 | .0684 | -.5954 | .0092 |
| 105 | 4.7156 | .0467 | -.4845 | .0132 |
| 110 | 3.2519 | .0373 | -.1550 | .0190 |
| 115 | 3.2055 | .0369 | .3125 | .0241 |
| 120 | 4.3496 | .0467 | .4759 | .0218 |
| 125 | 6.4370 | .0623 | .5242 | .0184 |
| 130 | 9.2949 | .0844 | .5063 | .0147 |
| 135 | 12.1401 | .1055 | .5662 | .0133 |
| 140 | 15.4098 | .1261 | .5931 | .0109 |
| 145 | 18.0065 | .1449 | .6497 | .0104 |
| 150 | 25.1302 | .2620 | .6656 | .0118 |
| 155 | 27.5334 | .2851 | .6690 | .0114 |
| 160 | 24.7699 | .2032 | .6038 | .0086 |
| 165 | 25.9807 | .2124 | .5045 | .0081 |

AL (P,P) BEI 11.1 MEV

| θ | σ | Δσ | A | ΔA |
|---|---|---|---|---|
| 30 | 314.6780 | 2.0065 | -.1761 | .0104 |
| 35 | 177.4062 | 1.3215 | -.1691 | .0136 |
| 40 | 101.0973 | .7274 | -.0769 | .0119 |
| 45 | 59.5135 | .5023 | .1105 | .0140 |
| 50 | 40.8756 | .4184 | .3360 | .0148 |
| 55 | 35.4114 | .3800 | .3475 | .0157 |
| 60 | 35.9601 | .2692 | .2316 | .0101 |
| 65 | 37.7087 | .2791 | .0284 | .0109 |
| 70 | 37.2543 | .2993 | -.1454 | .0118 |
| 75 | 35.2255 | .2862 | -.3129 | .0129 |
| 80 | 30.4673 | .2768 | -.4307 | .0145 |
| 85 | 24.8393 | .2348 | -.5502 | .0167 |
| 90 | 19.0525 | .2052 | -.6297 | .0093 |
| 95 | 13.0994 | .1536 | -.6546 | .0110 |
| 100 | 8.4543 | .0704 | -.6488 | .0085 |
| 105 | 4.9857 | .0481 | -.4146 | .0129 |
| 110 | 3.4242 | .0382 | .0526 | .0203 |
| 115 | 3.5413 | .0391 | .4553 | .0236 |
| 120 | 4.8747 | .0503 | .5366 | .0209 |
| 125 | 7.2518 | .0678 | .4909 | .0167 |
| 130 | 10.2787 | .0913 | .5022 | .0138 |
| 135 | 13.5296 | .1153 | .5070 | .0120 |
| 140 | 16.9049 | .1365 | .5821 | .0103 |
| 145 | 19.6402 | .1563 | .6366 | .0096 |
| 150 | 27.5207 | .2844 | .7115 | .0113 |
| 155 | 30.0500 | .3087 | .7292 | .0108 |
| 160 | 27.0373 | .2201 | .6903 | .0084 |
| 165 | 28.9071 | .2343 | .5627 | .0077 |

AL (P,P) BEI 11.2 MEV

| θ | σ | Δσ | A | ΔA |
|---|---|---|---|---|
| 30 | 312.6635 | 1.9969 | -.1726 | .0106 |
| 35 | 174.1883 | 1.3049 | -.1283 | .0135 |
| 40 | 97.4347 | .7081 | -.0329 | .0122 |
| 45 | 56.5505 | .4855 | .1604 | .0140 |
| 50 | 38.6256 | .4027 | .4178 | .0149 |
| 55 | 34.2723 | .3718 | .3828 | .0155 |
| 60 | 35.6294 | .2673 | .2450 | .0103 |
| 65 | 37.8967 | .2801 | .0287 | .0108 |
| 70 | 37.7115 | .3022 | -.1560 | .0120 |
| 75 | 35.4101 | .2874 | -.3156 | .0129 |
| 80 | 31.1233 | .2817 | -.4666 | .0148 |
| 85 | 25.1138 | .2369 | -.5585 | .0166 |
| 90 | 20.0137 | .2134 | -.6405 | .0093 |
| 95 | 13.9493 | .1610 | -.6806 | .0105 |
| 100 | 8.9403 | .0735 | -.6609 | .0084 |
| 105 | 5.4296 | .0510 | -.4316 | .0122 |
| 110 | 3.7844 | .0409 | .0493 | .0197 |
| 115 | 3.8273 | .0412 | .4702 | .0228 |
| 120 | 4.9728 | .0510 | .6163 | .0217 |
| 125 | 7.3241 | .0683 | .5345 | .0169 |
| 130 | 10.4455 | .0925 | .5200 | .0140 |
| 135 | 13.4644 | .1148 | .5471 | .0122 |
| 140 | 16.7336 | .1352 | .6133 | .0106 |
| 145 | 19.3761 | .1544 | .6597 | .0098 |
| 150 | 27.1877 | .2812 | .6854 | .0115 |
| 155 | 29.0247 | .2988 | .7196 | .0110 |
| 160 | 26.4545 | .2156 | .6966 | .0086 |
| 165 | 27.8937 | .2266 | .5804 | .0079 |

AL (P,P) BEI 11.3 MEV

| θ | B | ΔB | A | ΔA |
|---|---|---|---|---|
| 30 | 311.6679 | 1.9987 | -.1476 | .0104 |
| 35 | 171.1189 | 1.2941 | -.1118 | .0137 |
| 40 | 96.2049 | .7043 | .0038 | .0119 |
| 45 | 54.2230 | .4743 | .2028 | .0141 |
| 50 | 36.0623 | .3864 | .4080 | .0153 |
| 55 | 32.9702 | .3641 | .4258 | .0156 |
| 60 | 34.8659 | .2639 | .2765 | .0101 |
| 65 | 36.7849 | .2747 | .0452 | .0110 |
| 70 | 36.5911 | .2958 | -.1298 | .0120 |
| 75 | 34.6392 | .2831 | -.3137 | .0132 |
| 80 | 30.1870 | .2755 | -.4571 | .0149 |
| 85 | 24.7560 | .2348 | -.5689 | .0170 |
| 90 | 19.6657 | .2110 | -.6614 | .0092 |
| 95 | 14.1527 | .1633 | -.6891 | .0105 |
| 100 | 9.3921 | .0765 | -.6878 | .0079 |
| 105 | 5.9311 | .0545 | -.4669 | .0116 |
| 110 | 4.1411 | .0436 | -.0286 | .0180 |
| 115 | 3.9759 | .0424 | .4856 | .0228 |
| 120 | 5.1361 | .0524 | .6447 | .0215 |
| 125 | 7.2861 | .0682 | .6792 | .0181 |
| 130 | 10.6139 | .0940 | .6233 | .0144 |
| 135 | 13.7809 | .1174 | .6276 | .0125 |
| 140 | 17.0606 | .1378 | .6364 | .0108 |
| 145 | 19.7390 | .1572 | .7004 | .0100 |
| 150 | 26.8503 | .2782 | .8009 | .0120 |
| 155 | 29.1289 | .3001 | .7579 | .0112 |
| 160 | 26.2208 | .2140 | .7437 | .0088 |
| 165 | 27.3277 | .2225 | .6119 | .0081 |

AL (P,P) BEI 11.4 MEV

| θ | B | ΔB | A | ΔA |
|---|---|---|---|---|
| 30 | 307.2170 | 1.9858 | -.1510 | .0108 |
| 35 | 167.9857 | 1.2854 | -.0970 | .0142 |
| 40 | 89.4587 | .6720 | .0196 | .0126 |
| 45 | 49.6657 | .4509 | .2535 | .0149 |
| 50 | 34.1305 | .3750 | .4963 | .0154 |
| 55 | 31.1052 | .3528 | .4209 | .0168 |
| 60 | 34.0744 | .2606 | .2505 | .0107 |
| 65 | 36.5967 | .2749 | .0266 | .0116 |
| 70 | 35.7707 | .2916 | -.1949 | .0128 |
| 75 | 33.9185 | .2796 | -.3451 | .0139 |
| 80 | 29.3475 | .2702 | -.5170 | .0159 |
| 85 | 23.6233 | .2272 | -.6389 | .0184 |
| 90 | 18.6633 | .2032 | -.6940 | .0096 |
| 95 | 13.3856 | .1573 | -.7417 | .0110 |
| 100 | 8.9090 | .0738 | -.6612 | .0086 |
| 105 | 5.8047 | .0540 | -.4286 | .0125 |
| 110 | 4.3722 | .0456 | .0465 | .0187 |
| 115 | 4.3083 | .0451 | .5007 | .0227 |
| 120 | 5.4888 | .0553 | .6201 | .0211 |
| 125 | 7.6481 | .0712 | .5755 | .0175 |
| 130 | 10.6406 | .0945 | .6089 | .0147 |
| 135 | 13.6028 | .1164 | .6141 | .0130 |
| 140 | 16.6490 | .1351 | .6818 | .0111 |
| 145 | 18.8901 | .1513 | .7296 | .0106 |
| 150 | 25.3372 | .2640 | .8178 | .0127 |
| 155 | 26.8410 | .2785 | .8373 | .0124 |
| 160 | 23.5899 | .1942 | .8086 | .0097 |
| 165 | 23.8636 | .1963 | .7191 | .0093 |

AL (P,P) BEI 11.5 MEV

| θ | B | ΔB | A | ΔA |
|---|---|---|---|---|
| 30 | 305.4638 | 1.9802 | -.1527 | .0108 |
| 35 | 165.0769 | 1.2733 | -.1026 | .0142 |
| 40 | 87.1058 | .6606 | .0459 | .0126 |
| 45 | 48.1819 | .4434 | .2674 | .0148 |
| 50 | 32.8847 | .3667 | .4278 | .0162 |
| 55 | 32.2851 | .3625 | .3983 | .0165 |
| 60 | 35.0108 | .2664 | .1772 | .0109 |
| 65 | 37.6301 | .2813 | -.0412 | .0117 |
| 70 | 36.6664 | .2978 | -.2431 | .0128 |
| 75 | 34.4422 | .2834 | -.3651 | .0138 |
| 80 | 28.5218 | .2643 | -.5523 | .0162 |
| 85 | 22.8980 | .2222 | -.6162 | .0184 |
| 90 | 17.7540 | .1956 | -.7269 | .0096 |
| 95 | 12.0130 | .1455 | -.7415 | .0114 |
| 100 | 7.9344 | .0678 | -.6474 | .0092 |
| 105 | 4.9736 | .0486 | -.3489 | .0140 |
| 110 | 3.9022 | .0422 | .1275 | .0204 |
| 115 | 4.0231 | .0431 | .5454 | .0237 |
| 120 | 5.3438 | .0543 | .5298 | .0206 |
| 125 | 7.5371 | .0705 | .4517 | .0167 |
| 130 | 10.4510 | .0931 | .4454 | .0139 |
| 135 | 13.3531 | .1146 | .4334 | .0121 |
| 140 | 15.8858 | .1296 | .5117 | .0107 |
| 145 | 17.9149 | .1444 | .5756 | .0102 |
| 150 | 23.1939 | .2435 | .7026 | .0127 |
| 155 | 24.1529 | .2528 | .7304 | .0125 |
| 160 | 20.4120 | .1700 | .7364 | .0101 |
| 165 | 20.2431 | .1687 | .6788 | .0099 |

AL (P,P) BEI 11.6 MEV

| θ | B | ΔB | A | ΔA |
|---|---|---|---|---|
| 30 | 302.4304 | 1.9493 | -.1619 | .0106 |
| 35 | 162.1833 | 1.2443 | -.1399 | .0143 |
| 40 | 85.4269 | .6452 | .0033 | .0126 |
| 45 | 48.1199 | .4377 | .2662 | .0145 |
| 50 | 32.2501 | .3579 | .4271 | .0158 |
| 55 | 30.8816 | .3479 | .3384 | .0171 |
| 60 | 33.9284 | .2580 | .1160 | .0111 |
| 65 | 37.2802 | .2770 | -.1218 | .0119 |
| 70 | 36.6669 | .2958 | -.2976 | .0128 |
| 75 | 34.3325 | .2807 | -.4554 | .0141 |
| 80 | 29.0776 | .2668 | -.6064 | .0160 |
| 85 | 23.3564 | .2239 | -.6422 | .0180 |
| 90 | 17.7337 | .1941 | -.7239 | .0092 |
| 95 | 11.7319 | .1417 | -.7135 | .0114 |
| 100 | 7.7226 | .0659 | -.6485 | .0089 |
| 105 | 4.5825 | .0454 | -.3060 | .0147 |
| 110 | 3.3569 | .0378 | .1757 | .0218 |
| 115 | 3.4268 | .0383 | .5504 | .0252 |
| 120 | 4.5947 | .0482 | .4753 | .0211 |
| 125 | 6.7846 | .0645 | .3356 | .0164 |
| 130 | 9.5495 | .0859 | .3035 | .0133 |
| 135 | 12.3084 | .1064 | .3264 | .0118 |
| 140 | 14.9765 | .1226 | .4006 | .0102 |
| 145 | 17.0441 | .1376 | .4866 | .0099 |
| 150 | 22.8111 | .2392 | .5644 | .0118 |
| 155 | 23.6488 | .2472 | .6176 | .0119 |
| 160 | 20.6755 | .1716 | .6180 | .0094 |
| 165 | 20.6771 | .1716 | .5823 | .0093 |

AL (P,P) BEI 11.7 MEV

| θ | B | ΔB | A | ΔA |
|---|---|---|---|---|
| 30 | 301.6010 | 1.9488 | -.1786 | .0109 |
| 35 | 159.2271 | 1.2315 | -.1398 | .0143 |
| 40 | 82.6078 | .6315 | -.0202 | .0132 |
| 45 | 44.3915 | .4166 | .2267 | .0154 |
| 50 | 30.2487 | .3442 | .4335 | .0167 |
| 55 | 29.8886 | .3414 | .3101 | .0176 |
| 60 | 34.3303 | .2608 | .0610 | .0116 |
| 65 | 38.4818 | .2842 | -.1708 | .0119 |
| 70 | 38.7850 | .3099 | -.3506 | .0129 |
| 75 | 36.3486 | .2941 | -.5187 | .0139 |
| 80 | 31.5130 | .2853 | -.6670 | .0159 |
| 85 | 25.0028 | .2366 | -.7394 | .0180 |
| 90 | 19.9104 | .2131 | -.7616 | .0088 |
| 95 | 13.5322 | .1578 | -.7346 | .0105 |
| 100 | 8.6259 | .0717 | -.6712 | .0086 |
| 105 | 5.0620 | .0487 | -.3345 | .0136 |
| 110 | 3.3653 | .0379 | .1431 | .0219 |
| 115 | 3.2221 | .0368 | .4112 | .0245 |
| 120 | 4.0594 | .0442 | .3152 | .0214 |
| 125 | 6.0956 | .0595 | .1825 | .0161 |
| 130 | 8.7075 | .0798 | .1568 | .0133 |
| 135 | 11.4783 | .1003 | .2015 | .0115 |
| 140 | 14.3719 | .1183 | .3060 | .0102 |
| 145 | 16.7956 | .1358 | .3976 | .0096 |
| 150 | 23.0561 | .2417 | .5230 | .0118 |
| 155 | 25.5340 | .2655 | .5402 | .0110 |
| 160 | 23.1721 | .1907 | .5484 | .0088 |
| 165 | 24.3539 | .1998 | .4765 | .0082 |

AL (P,P) BEI 11.8 MEV

| θ | B | ΔB | A | ΔA |
|---|---|---|---|---|
| 30 | 297.9349 | 1.9383 | -.1649 | .0106 |
| 35 | 156.4629 | 1.2221 | -.1180 | .0148 |
| 40 | 80.2199 | .6215 | .0304 | .0127 |
| 45 | 43.3618 | .4125 | .2832 | .0157 |
| 50 | 29.4726 | .3404 | .4368 | .0164 |
| 55 | 31.3364 | .3537 | .3429 | .0176 |
| 60 | 36.0279 | .2715 | .1077 | .0108 |
| 65 | 39.6210 | .2915 | -.1372 | .0120 |
| 70 | 39.8872 | .3180 | -.3069 | .0123 |
| 75 | 37.5034 | .3024 | -.4573 | .0139 |
| 80 | 31.8377 | .2885 | -.5715 | .0150 |
| 85 | 25.1925 | .2387 | -.7145 | .0183 |
| 90 | 19.8185 | .2130 | -.7384 | .0086 |
| 95 | 13.3946 | .1571 | -.7445 | .0110 |
| 100 | 8.3681 | .0704 | -.6162 | .0087 |
| 105 | 5.0632 | .0490 | -.2883 | .0146 |
| 110 | 3.6702 | .0404 | .1496 | .0206 |
| 115 | 3.4499 | .0387 | .4924 | .0253 |
| 120 | 4.2625 | .0460 | .3842 | .0211 |
| 125 | 6.0476 | .0593 | .2035 | .0169 |
| 130 | 8.4686 | .0782 | .1590 | .0132 |
| 135 | 10.8443 | .0959 | .2188 | .0124 |
| 140 | 13.6177 | .1130 | .3120 | .0103 |
| 145 | 15.9719 | .1301 | .4729 | .0105 |
| 150 | 22.4094 | .2358 | .5678 | .0119 |
| 155 | 25.3392 | .2639 | .6460 | .0119 |
| 160 | 23.7752 | .1956 | .5864 | .0086 |
| 165 | 25.8865 | .2116 | .5050 | .0083 |

AL (P,P) BEI 11.9 MEV

| θ | E | ΔE | A | ΔA |
|---|---|---|---|---|
| 30 | 291.8766 | 1.9146 | -.1820 | .0108 |
| 35 | 153.6551 | 1.2146 | .1639 | .0162 |
| 40 | 78.9581 | .6170 | -.0066 | .0131 |
| 45 | 43.0431 | .4134 | .3331 | .0165 |
| 50 | 29.5498 | .3425 | .5225 | .0154 |
| 55 | 30.7869 | .3520 | .4054 | .0185 |
| 60 | 35.4190 | .2688 | .1611 | .0106 |
| 65 | 39.1766 | .2903 | -.0731 | .0125 |
| 70 | 38.8679 | .3122 | -.2586 | .0122 |
| 75 | 36.4911 | .2970 | -.4083 | .0145 |
| 80 | 30.4395 | .2787 | -.5147 | .0151 |
| 85 | 23.5435 | .2272 | -.6905 | .0197 |
| 90 | 18.1193 | .1989 | -.7111 | .0092 |
| 95 | 12.2673 | .1479 | -.7808 | .0123 |
| 100 | 7.5660 | .0655 | -.6061 | .0093 |
| 105 | 4.8269 | .0476 | -.2823 | .0162 |
| 110 | 3.6770 | .0406 | .2196 | .0213 |
| 115 | 3.9379 | .0426 | .5137 | .0251 |
| 120 | 5.0168 | .0519 | .3624 | .0193 |
| 125 | 7.0029 | .0666 | .2571 | .0170 |
| 130 | 9.7960 | .0883 | .1554 | .0123 |
| 135 | 11.8998 | .1040 | .2693 | .0128 |
| 140 | 14.5854 | .1202 | .3688 | .0102 |
| 145 | 16.7652 | .1361 | .5507 | .0111 |
| 150 | 23.0219 | .2419 | .6135 | .0120 |
| 155 | 25.2686 | .2636 | .7347 | .0129 |
| 160 | 23.1029 | .1906 | .6570 | .0090 |
| 165 | 24.9633 | .2049 | .6086 | .0092 |

AL (P,P) BEI 12 MEV

| θ | E | ΔE | A | ΔA |
|---|---|---|---|---|
| 30 | 290.8799 | 1.8983 | -.1490 | .0109 |
| 35 | 150.9188 | 1.1893 | -.0895 | .0148 |
| 40 | 75.9248 | .5961 | .0654 | .0132 |
| 45 | 40.7832 | .3956 | .3696 | .0153 |
| 50 | 28.2003 | .3296 | .5518 | .0160 |
| 55 | 29.3752 | .3382 | .4301 | .0171 |
| 60 | 34.5265 | .2622 | .1657 | .0110 |
| 65 | 38.4258 | .2842 | -.0618 | .0117 |
| 70 | 37.9572 | .3048 | -.2755 | .0126 |
| 75 | 35.0957 | .2863 | -.4578 | .0142 |
| 80 | 29.3579 | .2695 | -.5883 | .0160 |
| 85 | 22.2090 | .2158 | -.7891 | .0198 |
| 90 | 17.1586 | .1896 | -.7951 | .0093 |
| 95 | 11.2781 | .1380 | -.7890 | .0117 |
| 100 | 6.7858 | .0601 | -.6117 | .0101 |
| 105 | 4.3490 | .0440 | -.1892 | .0165 |
| 110 | 3.4505 | .0386 | .3671 | .0238 |
| 115 | 3.9806 | .0425 | .5141 | .0235 |
| 120 | 5.2894 | .0536 | .3322 | .0189 |
| 125 | 7.5770 | .0704 | .1380 | .0146 |
| 130 | 10.3147 | .0918 | .0802 | .0118 |
| 135 | 12.8034 | .1102 | .1580 | .0110 |
| 140 | 15.4754 | .1264 | .3106 | .0098 |
| 145 | 17.8579 | .1436 | .4651 | .0098 |
| 150 | 24.3258 | .2540 | .6314 | .0119 |
| 155 | 26.9630 | .2793 | .6931 | .0116 |
| 160 | 25.0317 | .2050 | .6591 | .0088 |
| 165 | 26.8385 | .2188 | .5929 | .0083 |

AL (P,P) BEI 12.1 MEV

| θ | σ | Δσ | A | ΔA |
|---|---|---|---|---|
| 30 | 287.6496 | 1.8777 | .1124 | .0110 |
| 35 | 148.3249 | 1.1723 | -.0548 | .0149 |
| 40 | 73.1218 | .5790 | .1212 | .0133 |
| 45 | 38.7956 | .3822 | .4331 | .0154 |
| 50 | 27.0450 | .3197 | .5803 | .0165 |
| 55 | 29.0390 | .3347 | .4155 | .0177 |
| 60 | 34.6214 | .2620 | .1492 | .0113 |
| 65 | 38.4996 | .2840 | -.1104 | .0122 |
| 70 | 38.3966 | .3071 | -.2779 | .0128 |
| 75 | 35.4163 | .2879 | -.4343 | .0142 |
| 80 | 29.0348 | .2665 | -.5838 | .0163 |
| 85 | 21.9400 | .2134 | -.7481 | .0200 |
| 90 | 15.8392 | .1778 | -.7941 | .0099 |
| 95 | 10.3895 | .1298 | -.8675 | .0118 |
| 100 | 6.0264 | .0550 | -.6595 | .0107 |
| 105 | 3.6268 | .0389 | -.0807 | .0195 |
| 110 | 2.9427 | .0346 | .5329 | .0280 |
| 115 | 3.6717 | .0401 | .5503 | .0252 |
| 120 | 5.1072 | .0521 | .2684 | .0191 |
| 125 | 7.3617 | .0687 | .0662 | .0146 |
| 130 | 9.7588 | .0875 | .0107 | .0118 |
| 135 | 12.0849 | .1048 | .0832 | .0111 |
| 140 | 14.3320 | .1179 | .2205 | .0100 |
| 145 | 16.3540 | .1326 | .4004 | .0101 |
| 150 | 21.5324 | .2269 | .5788 | .0127 |
| 155 | 23.9646 | .2503 | .6533 | .0123 |
| 160 | 22.8684 | .1883 | .6596 | .0094 |
| 165 | 25.1789 | .2060 | .5818 | .0087 |

AL (P,P) BEI 12.2 MEV

| θ | σ | Δσ | A | ΔA |
|---|---|---|---|---|
| 30 | 277.8761 | 1.8204 | -.0944 | .0112 |
| 35 | 145.6513 | 1.1499 | .0044 | .0141 |
| 40 | 68.7219 | .5513 | .1387 | .0137 |
| 45 | 35.8454 | .3609 | .4275 | .0154 |
| 50 | 25.6840 | .3071 | .6513 | .0163 |
| 55 | 27.9931 | .3244 | .3673 | .0178 |
| 60 | 34.3427 | .2592 | .1495 | .0114 |
| 65 | 38.6300 | .2833 | -.0637 | .0114 |
| 70 | 37.8109 | .3021 | -.2652 | .0129 |
| 75 | 34.9315 | .2835 | -.3797 | .0135 |
| 80 | 28.3842 | .2607 | -.5860 | .0166 |
| 85 | 21.4388 | .2086 | -.7292 | .0194 |
| 90 | 15.6533 | .1753 | -.7913 | .0102 |
| 95 | 10.1405 | .1268 | -.8171 | .0117 |
| 100 | 6.0150 | .0546 | -.6594 | .0108 |
| 105 | 3.7192 | .0393 | -.0728 | .0186 |
| 110 | 3.0294 | .0351 | .6639 | .0289 |
| 115 | 3.6244 | .0395 | .6917 | .0258 |
| 120 | 4.9939 | .0510 | .3846 | .0203 |
| 125 | 6.6836 | .0635 | .1815 | .0155 |
| 130 | 8.7741 | .0799 | .0817 | .0131 |
| 135 | 10.7263 | .0944 | .1078 | .0115 |
| 140 | 12.7487 | .1061 | .2461 | .0108 |
| 145 | 14.4552 | .1185 | .4175 | .0105 |
| 150 | 19.0450 | .2025 | .5986 | .0136 |
| 155 | 21.6026 | .2272 | .6562 | .0126 |
| 160 | 20.3396 | .1688 | .6706 | .0100 |
| 165 | 21.8767 | .1805 | .5702 | .0090 |

AL (P,P) BEI 12.3 MEV

| θ | B | ΔB | A | ΔA |
|---|---|---|---|---|
| 30 | 287.5264 | 1.8936 | -.0723 | .0109 |
| 35 | 143.1156 | 1.1585 | -.0215 | .0153 |
| 40 | 69.2479 | .5639 | .1436 | .0137 |
| 45 | 35.3746 | .3661 | .4690 | .0161 |
| 50 | 26.0252 | .3161 | .5724 | .0171 |
| 55 | 29.9612 | .3459 | .3799 | .0182 |
| 60 | 36.8943 | .2773 | .1333 | .0112 |
| 65 | 41.4411 | .3031 | -.0732 | .0117 |
| 70 | 40.9610 | .3257 | -.2188 | .0123 |
| 75 | 37.4265 | .3030 | -.3871 | .0138 |
| 80 | 30.5218 | .2794 | -.5168 | .0157 |
| 85 | 23.0662 | .2237 | -.7101 | .0195 |
| 90 | 16.8920 | .1883 | -.7410 | .0101 |
| 95 | 11.1640 | .1381 | -.8003 | .0122 |
| 100 | 6.8865 | .0611 | -.5682 | .0108 |
| 105 | 4.4794 | .0453 | -.0364 | .0183 |
| 110 | 3.7799 | .0414 | .6746 | .0263 |
| 115 | 4.4759 | .0465 | .8111 | .0255 |
| 120 | 5.6502 | .0566 | .5707 | .0207 |
| 125 | 7.2491 | .0685 | .3913 | .0172 |
| 130 | 9.0134 | .0825 | .2286 | .0139 |
| 135 | 10.6447 | .0947 | .2361 | .0129 |
| 140 | 12.1035 | .1022 | .3338 | .0116 |
| 145 | 13.4572 | .1121 | .5290 | .0119 |
| 150 | 17.0892 | .1847 | .6814 | .0149 |
| 155 | 19.4949 | .2080 | .7803 | .0145 |
| 160 | 18.2724 | .1537 | .7552 | .0110 |
| 165 | 19.8697 | .1659 | .6597 | .0102 |

AL (P,P) BEI 12.4 MEV

| θ | B | ΔB | A | ΔA |
|---|---|---|---|---|
| 30 | 279.4661 | 1.8479 | -.1257 | .0112 |
| 35 | 140.5901 | 1.1365 | -.0616 | .0151 |
| 40 | 66.0656 | .5440 | .0732 | .0144 |
| 45 | 33.1523 | .3489 | .3771 | .0168 |
| 50 | 25.6777 | .3120 | .5514 | .0172 |
| 55 | 29.8999 | .3428 | .3676 | .0175 |
| 60 | 36.1081 | .2720 | .1242 | .0112 |
| 65 | 40.7955 | .2979 | -.0687 | .0114 |
| 70 | 40.6256 | .3228 | -.2355 | .0122 |
| 75 | 36.3954 | .2951 | -.3962 | .0136 |
| 80 | 30.3698 | .2776 | -.5379 | .0157 |
| 85 | 22.7356 | .2201 | -.6821 | .0189 |
| 90 | 16.6626 | .1858 | -.8055 | .0096 |
| 95 | 10.6077 | .1323 | -.7711 | .0120 |
| 100 | 6.7992 | .0604 | -.6108 | .0104 |
| 105 | 4.5243 | .0453 | -.0310 | .0175 |
| 110 | 3.9477 | .0424 | .6786 | .0255 |
| 115 | 4.6880 | .0477 | .7417 | .0235 |
| 120 | 5.9562 | .0587 | .6111 | .0202 |
| 125 | 7.9028 | .0729 | .3257 | .0154 |
| 130 | 9.8287 | .0884 | .2228 | .0131 |
| 135 | 11.3438 | .0995 | .2228 | .0120 |
| 140 | 13.1055 | .1093 | .3244 | .0110 |
| 145 | 13.9408 | .1153 | .4697 | .0111 |
| 150 | 17.7928 | .1913 | .6181 | .0141 |
| 155 | 18.5454 | .1984 | .7246 | .0142 |
| 160 | 16.7568 | .1419 | .8046 | .0115 |
| 165 | 17.3629 | .1465 | .6902 | .0107 |

Y (P,P) BEI 10 MEV

| θ | E | ΔE | A | ΔA |
|---|---|---|---|---|
| 30 | 3720.2433 | 10.3969 | -.0029 | .0007 |
| 35 | 2156.1910 | 6.1743 | -.0291 | .0009 |
| 50 | 297.4979 | 1.1783 | -.0517 | .0017 |
| 55 | 168.9292 | .7140 | .0151 | .0022 |
| 60 | 116.3872 | .3904 | .1108 | .0016 |
| 65 | 104.0502 | .3531 | .1465 | .0017 |
| 70 | 99.1617 | .3937 | .1171 | .0017 |
| 75 | 97.6714 | .3876 | .0573 | .0017 |
| 80 | 90.3861 | .4204 | -.0123 | .0018 |
| 85 | 77.9996 | .3669 | -.0832 | .0020 |
| 90 | 66.0361 | .3650 | -.1631 | .0015 |
| 95 | 49.1278 | .2788 | -.2370 | .0018 |
| 100 | 33.3233 | .1204 | -.3130 | .0016 |
| 105 | 21.6198 | .0824 | -.3578 | .0019 |
| 110 | 13.2994 | .0596 | -.3398 | .0025 |
| 115 | 8.9061 | .0432 | -.1871 | .0031 |
| 120 | 7.1171 | .0385 | .1062 | .0036 |
| 125 | 7.4423 | .0397 | .3027 | .0035 |
| 130 | 8.6165 | .0450 | .3286 | .0031 |
| 135 | 10.3199 | .0519 | .2707 | .0029 |
| 140 | 11.7691 | .0545 | .1948 | .0024 |
| 145 | 13.0825 | .0595 | .1234 | .0023 |
| 160 | 14.5154 | .0687 | .0052 | .0022 |
| 165 | 14.5304 | .0686 | -.0001 | .0022 |

Y (P,P) BEI 10.25 MEV

| θ | E | ΔE | A | ΔA |
|---|---|---|---|---|
| 30 | 3519.7303 | 9.8493 | -.0059 | .0007 |
| 35 | 2023.4768 | 5.8152 | -.0315 | .0010 |
| 50 | 269.3110 | 1.0750 | -.0630 | .0017 |
| 55 | 150.7382 | .6479 | .0202 | .0023 |
| 60 | 106.4859 | .3603 | .1189 | .0016 |
| 65 | 97.6769 | .3342 | .1567 | .0017 |
| 70 | 95.3378 | .3793 | .1135 | .0017 |
| 75 | 94.1168 | .3748 | .0559 | .0017 |
| 80 | 87.3423 | .4067 | -.0244 | .0018 |
| 85 | 75.0867 | .3544 | -.0968 | .0020 |
| 90 | 61.4680 | .3413 | -.1799 | .0016 |
| 95 | 44.7826 | .2566 | -.2599 | .0018 |
| 100 | 29.7689 | .1087 | -.3332 | .0016 |
| 105 | 18.7305 | .0729 | -.3844 | .0020 |
| 110 | 11.4672 | .0527 | -.3511 | .0026 |
| 115 | 7.7192 | .0387 | -.1484 | .0033 |
| 120 | 6.7178 | .0367 | .1684 | .0036 |
| 125 | 7.4171 | .0395 | .3124 | .0034 |
| 130 | 8.7806 | .0455 | .2944 | .0030 |
| 135 | 10.4553 | .0524 | .2070 | .0028 |
| 140 | 11.7249 | .0542 | .1302 | .0024 |
| 145 | 12.8383 | .0585 | .0534 | .0023 |
| 160 | 12.6355 | .0607 | -.0489 | .0023 |
| 165 | 12.6149 | .0606 | -.0503 | .0023 |

Y (P,P)  BEI  10.5 MEV

| θ | Β | ΔΒ | A | ΔA |
|---|---|---|---|---|
| 30 | 3337.4272 | 9.3415 | .0115 | .0007 |
| 35 | 1911.8689 | 5.4918 | -.0370 | .0009 |
| 50 | 242.3454 | .9733 | -.0622 | .0017 |
| 55 | 135.7842 | .5874 | .0173 | .0023 |
| 60 | 98.4668 | .3345 | .1195 | .0015 |
| 65 | 94.4329 | .3218 | .1486 | .0016 |
| 70 | 93.0962 | .3695 | .1013 | .0016 |
| 75 | 92.5155 | .3667 | .0400 | .0016 |
| 80 | 84.6176 | .3936 | -.0335 | .0017 |
| 85 | 71.9906 | .3391 | -.1143 | .0019 |
| 90 | 58.1800 | .3233 | .1791 | .0015 |
| 95 | 41.8457 | .2399 | -.2705 | .0018 |
| 100 | 26.7938 | .0985 | -.3357 | .0016 |
| 105 | 16.6318 | .0654 | -.3893 | .0020 |
| 110 | 9.8932 | .0464 | -.3199 | .0026 |
| 115 | 6.8821 | .0360 | -.0842 | .0033 |
| 120 | 6.3171 | .0346 | .2120 | .0034 |
| 125 | 7.4183 | .0389 | .3096 | .0032 |
| 130 | 8.9010 | .0456 | .2534 | .0028 |
| 135 | 10.5765 | .0524 | .1650 | .0026 |
| 140 | 11.1060 | .0514 | .0665 | .0023 |
| 145 | 11.9217 | .0544 | -.0024 | .0022 |
| 160 | 10.9183 | .0531 | -.0953 | .0023 |
| 165 | 10.6648 | .0519 | -.0844 | .0024 |

Y (P,P)  BEI  10.75 MEV

| θ | Β | ΔΒ | A | ΔA |
|---|---|---|---|---|
| 30 | 3139.1886 | 8.7967 | -.0162 | .0008 |
| 35 | 1772.4737 | 5.1215 | -.0375 | .0010 |
| 50 | 218.2187 | .8836 | -.0751 | .0019 |
| 55 | 120.8180 | .5345 | .0230 | .0025 |
| 60 | 89.9709 | .3082 | .1442 | .0017 |
| 65 | 87.9622 | .3034 | .1661 | .0018 |
| 70 | 89.3567 | .3551 | .1159 | .0017 |
| 75 | 88.2185 | .3520 | .0461 | .0018 |
| 80 | 80.7893 | .3763 | -.0410 | .0018 |
| 85 | 67.3050 | .3196 | -.1204 | .0020 |
| 90 | 53.5757 | .2991 | -.2069 | .0016 |
| 95 | 36.9428 | .2155 | -.3055 | .0020 |
| 100 | 23.3082 | .0869 | -.3865 | .0018 |
| 105 | 13.6817 | .0559 | -.4338 | .0023 |
| 110 | 8.2210 | .0399 | -.3216 | .0031 |
| 115 | 5.9727 | .0317 | .0171 | .0038 |
| 120 | 6.1378 | .0336 | .3370 | .0036 |
| 125 | 7.5082 | .0395 | .3879 | .0033 |
| 130 | 9.0879 | .0461 | .3006 | .0029 |
| 135 | 10.4216 | .0519 | .1952 | .0028 |
| 140 | 10.2757 | .0479 | .0950 | .0025 |
| 145 | 10.5138 | .0490 | .0075 | .0025 |
| 160 | 8.4923 | .0427 | -.1041 | .0028 |
| 165 | 8.1225 | .0414 | -.1005 | .0029 |

Y (P,P) BEI 11 MEV

| θ | B | ΔB | A | ΔA |
|---|---|---|---|---|
| 30 | 3021.8767 | 8.4695 | -.0186 | .0008 |
| 35 | 1749.1882 | 5.0436 | -.0419 | .0010 |
| 40 | 898.7902 | 2.7449 | -.0784 | .0014 |
| 50 | 201.2999 | .8195 | -.0808 | .0020 |
| 55 | 113.5937 | .5040 | .0321 | .0026 |
| 60 | 86.1338 | .2382 | .1524 | .0015 |
| 65 | 87.0783 | .2989 | .1704 | .0018 |
| 70 | 88.7465 | .2301 | .1123 | .0013 |
| 75 | 86.7799 | .3452 | .0388 | .0018 |
| 80 | 77.6721 | .2367 | -.0497 | .0013 |
| 85 | 64.7387 | .3072 | -.1362 | .0021 |
| 90 | 48.6636 | .1797 | -.2346 | .0014 |
| 95 | 33.2842 | .1956 | -.3354 | .0020 |
| 100 | 21.4906 | .0685 | -.4159 | .0015 |
| 105 | 12.2119 | .0506 | -.4387 | .0025 |
| 110 | 7.6969 | .0258 | -.2748 | .0023 |
| 115 | 5.8744 | .0309 | .1650 | .0038 |
| 120 | 6.3058 | .0235 | .4080 | .0025 |
| 125 | 8.0706 | .0413 | .4084 | .0031 |
| 130 | 9.4936 | .0334 | .3030 | .0021 |
| 135 | 10.8650 | .0533 | .1573 | .0027 |
| 140 | 10.7123 | .0359 | .0537 | .0019 |
| 145 | 10.3165 | .0479 | -.0541 | .0025 |
| 150 | 9.7426 | .0457 | -.1145 | .0026 |
| 160 | 6.8123 | .0354 | -.1893 | .0031 |
| 165 | 6.2850 | .0333 | -.1857 | .0032 |
| 170 | 6.0586 | .0323 | -.1426 | .0033 |

Y (P,P) BEI 11.25 MEV

| θ | B | ΔB | A | ΔA |
|---|---|---|---|---|
| 30 | 2821.0653 | 7.9358 | -.0199 | .0008 |
| 35 | 1619.3047 | 4.6933 | -.0487 | .0011 |
| 50 | 181.1755 | .7493 | -.0692 | .0021 |
| 55 | 101.1044 | .4584 | .0395 | .0028 |
| 60 | 79.0946 | .2755 | .1675 | .0019 |
| 65 | 81.7413 | .2831 | .1731 | .0019 |
| 70 | 83.6284 | .3342 | .1124 | .0018 |
| 75 | 82.9330 | .3315 | .0340 | .0019 |
| 80 | 73.9613 | .3468 | -.0545 | .0020 |
| 85 | 60.4819 | .2890 | -.1434 | .0022 |
| 90 | 45.8356 | .2596 | -.2428 | .0018 |
| 95 | 30.5631 | .1818 | -.3404 | .0022 |
| 100 | 18.2090 | .0703 | -.4236 | .0021 |
| 105 | 10.4702 | .0448 | -.4206 | .0027 |
| 110 | 6.4254 | .0331 | -.1696 | .0037 |
| 115 | 5.6005 | .0298 | .2709 | .0039 |
| 120 | 6.5762 | .0353 | .4557 | .0035 |
| 125 | 8.3252 | .0424 | .3887 | .0032 |
| 130 | 9.8102 | .0490 | .2616 | .0029 |
| 135 | 10.7966 | .0530 | .1264 | .0028 |
| 140 | 9.8304 | .0460 | .0059 | .0026 |
| 145 | 9.6129 | .0451 | -.0986 | .0027 |
| 160 | 6.3974 | .0338 | -.2609 | .0032 |
| 165 | 5.0851 | .0281 | -.2421 | .0036 |

**Literaturverzeichnis**


Agr 75 D.C. Agrawal and P.C. Sood
Phys. Rev. C11 (1975) 1854

Arn 83 R.A. Arndt, L.D. Roper, R.A. Bryan, R.B. Clark,
B.J. VerWest and P. Signell
Phys. Rev. D28 (1983) 97

Bak 75 M.P. Baker, J.S. Blair, J.G. Cramer, I.Trainor,
W. Weitkamp, in Proc. 4th Int. Symp. on Polarization
Phenomena in Nucl. React., Zürich (1975) 628

Bar 82 M.D. Barker,P.C. Colby, W. Haeberli, P. Signell
Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 918

Bat 70 C.J. Batty, C. Tschalär, Nucl. Phys. A143 (1970) 151

Bec 69 F.D. Beccetti, G.W. Greenlees
Phys. Rev. 182 (1969) 1190

Bir 74 J. Birchall, H.E. Conzett, J. Arvieux, W. Dahme,
R.M. Larimer, Phys. Lett. 53B (1974) 165

Bir 75 J. Birchall H.E. Conzett, F.N. Rad, S. Chintalapudi,
R.M. Larimer, in Proc. 4th Int. Symp. on Polarization
Phenomena in Nucl. React., Zürich (1975) 630

Bit 74 G. Bittner, Diplomarbeit, Erlangen 1974

Bit 79 G. Bittner, W. Kretschmer and W. Schuster
Nucl. Instr. and Meth. 167 (1979) 1

Bla 75 J.S. Blair, M.P. Baker and H.S. Sherif
Phys. Lett. 60B (1975) 25

Boh 59 A. Bohr, Nucl. Phys. 10 (1959) 486

Boh 76 G.E. Bohannon, T. Burt and P. Signell
Phys. Rev. C13 (1976) 1816

Bra 67 F.P. Brady, J.A. Jungerman and J.C. Young
Nucl. Phys. A98 (1967) 241

Cag 73 M.E. Cage, Nucl. Phys. A201 (1973) 418

Car 75 J.D. Carlson, C.D. Zafiratos and D.A. Lind
Nucl. Phys. A249 (1975) 29

Cat 70 P. Catillon, in Polarization Phenomena in Nucl. Reaction, ed. H.H. Barshall and W. Haeberli, Univ. of Wisconsin Press (1970) 657

Cha 56 O. Chamberlain, E. Segre, R.D. Tripp, C. Wiegand, T. Ypsilantis, Phys. Rev. 102 (1956) 1659

Cle 75 T.B. Clegg, W.J. Thompson, R.A. Hardekopf, G.G. Ohlson, in Proc. 4th Int. Symp. on Polarization Phenomena in Nucl. React., Zürich (1975) 634

Dab 72 J. Dabrowski, P. Haensel, Phys. Lett. 42B (1972) 163, Can. J. Phys. 52 (1974) 1768

Dav 64 K.T.R. Davies and G.P. Baker
Nucl. Phys. 53 (1964) 1

Dur 57 L. Durand III, Phys. Rev. 108 (1957) 1597

End 78 P.M. Endt and C. van der Leun
Nucl. Phys. A310 (1978)

Eri 56 E. Eriksen, L.L. Foldy, W. Rarita
Phys. Rev. 103 (1956) 781

Fei 75 J.H. Feist, B. Granz, G. Graw, H. Löh, H. Schultz, H. Treiber, in Proc. 4th Int. Symp. on Polarization Phenomena in Nucl. React., Zürich (1975) 855

Gam 60 J.L. Gammel, R.M. Thaler
Progr. Cosmic Ray Phys. 5 (1960) 99

Gro 83 J. Großer, Einführung in die Teilchenoptik, Verlag Teubner, Stuttgart 1983

Har 76 R.A. Hardekopf and D.D. Armstrong, Phys. Rev. C13 (1976) 900

Hau 52 W. Hauser, H. Feshbach, Phys. Rev. 87 (1952) 366

Hel 69 L. Keller, M.S. Sher, Phys. Rev. 182 (1969) 1031

Hen 74 D.L. Hendrie, in: J. Cerny (Hrsg.): Nucl. Spectroscopy and Reactions (Part A), New York 1974

Hen 79 R. Kenneck, W. Kretschmer, H. Löh, G. Muhr, W. Stach Nucl. Instr. and Meth. 158 (1979) 391

Hof 75 H.M. Hofmann, J. Richert, J.W. Tepel, H.A. Weidenmüller, Ann. Phys. 90 (1975) 403

Hor 73 D.J. Horen, Nuclear Data Sheets, ed. Nuclear Data Group, Oak Ridge, 1973

Hus 73 A.K. Hussein, H.S. Sherif, Phys. Rev. C8 (1973) 518

Jor 79 J. Jordan, Diplomarbeit, Erlangen 1979

Kat 70 K. Katori, T. Nagata, A. Uchida, S. Kobayashi J. Phys. Soc. (Japan) 28 (1970) 1116

Kat 75 K. Katori, T. Nagata, O. Mikoshiba, S. Kobayashi in Proc. 4th Int. Symp. on Polarization Phenomena in Nuclear Reactions, Zürich (1975)

Kli 77 G. Klier, Dissertation, Erlangen 1977

Koe 60 L.A. Koenig, Nuclear Data Tables Part 2, ed. National Academy of Sciences, Washington, 1960

Kre 85/1 W. Kretschmer, M. Haller, H. Löh, A. Rauscher, R. Schmitt, W. Schuster, K. Elsener, C. Forstner, W. Grüebler, V. König, P.A. Schmelzbach, J. Ulbricht in Proc. 6th Int. Symp. on Pol. Phenomena in Nucl. React., Osaka, Japan ( 1985) 131

Kre 85/2 W. Kretschmer, H. Löh, A. Rauscher, R. Schmitt, W. Schuster, Nucl. Instr. and Meth. 241 (1985) 480

Kre 85/3 W. Kretschmer, H. Löh, A. Rauscher, R. Schmitt, W. Schuster, W. Stach, N. Stamminger Nucl. Instr. and Meth. 1985 accepted

Kun 77 P.D. Kunz, Coupled-Channels Programm CHAC, 1977 Münchner Version von H. Clement, 1980

Lac 80 M. Lacombe, Phys. Rev. C21 (1980) 861

Lee 83 H. Leeb, Atomic Institute of Austrian Universities, Wien, 1983, private Mitteilung

Löh 76 H. Löh, Diplomarbeit, Erlangen 1976

Löh 81 H. Löh, Dissertation, Erlangen 1981

Löh 82 H. Löh, W. Kretschmer, W. Schuster, P. Urbainsky Contribution to the Int. Conference on Nuclear Structure, Amsterdam, 1982

Mac 85 R. Machleidt, K. Holinde and C. Elster Bonn, 1985, wird veröffentlicht

Mad 70 Madison Konvention in Polarization Phenomena in Nucl. Reaction, ed: H.H. Barschall, W. Haeberli, Univ. of Wisconsin Press, 1970

Mol 64 P.A. Moldauer, Phys. Rev. B135 (1964) 642

Nak 85 M. Nakamura, H. Sakaguchi, H. Ogawa, M. Yosoi, T. Ichihara, N. Isshiki, M. Jeiri, Y. Takenchi, H. Togawa, T. Tsutsumi, S. Kobayashi, H. Sakamoto, T. Noro, H. Ikegami in Proc. 6th Int. Symp. on Polar. Phenomena in Nucl. React., Osaka (1985) 19

Noy 67 H.P. Noyes, H.M. Lipinski, Phys. Rev. 162 (1967) 884

Ohl 72 G.G. Ohlsen, Rep. Prog. Phys. 35 (1972) 717

Ohl 73 G.G. Ohlsen and P.W. Keaton Jr. Nucl. Instr. and Meth. 109 (1973) 41

Per 63 F.G. Perey, Phys. Rev. 131 (1963) 745

Per 76 C.M. Perey and F.G. Perey, Atomic and Nuclear Data Tables, Vol. 17, No.1, 1976

Por 56 C.E. Porter, R.G. Thomas, Phys. Rev. 104 (1956) 483

Rau 83 A. Rauscher, Diplomarbeit, Erlangen 1983

Rau 85 A. Rauscher, Universität Erlangen-Nürnberg, private Mitteilung

Ray 69 J. Raynal, CEN Saclay, Report No. DPL-T/69-42

Ros 65 L. Rosen, in Proc. 2nd Int. Symp. on Polarization Phenomena of Nucleons, ed. P. Huber and H. Schopper Birkhauser Verlag (1965) 253

Rus 79 K. Rüskamp, Dissertation, Erlangen 1979

Sat 63 G.R. Satchler, Phys. Lett. 7 (1963) 55

Sat 71 G.R. Satchler, Phys. Lett. 34B (1971) 37
G.R. Satchler, Part. and Nucl. 1 (1971) 397

Sch 65 L.A. Schaller, R.L. Walter and F.O. Purser in Proc. 2nd Int. Symp. on Polarization Phenomena of Nucleons, ed. P. Huber and H. Schopper, Birkhauser Verlag (1965) 314

Sch 76 H. Schnabel, Zulassungsarbeit, Erlangen 1979

Sch 82 W. Schuster, Dissertation, Erlangen 1982

She 70 M.S. Sher, P. Signell and L. Heller Ann. of Phys. 58 (1970) 1

She 79 H.S. Sherif, Phys. Rev. C19 (1979) 1649

Sig 67 P. Signell, J. Durso, Rev. Mod. Phys. 39 (1967) 635

Spi 79 K. Spitzer, Zulassungsarbeit, Erlangen 1979

Sta 67 A.P. Stamp, Phys. Rev. 153 (1967) 1052

Tep 74 J.W. Tepel, H.M. Hofmann and H.A. Weidenmuller Phys. Lett. 49B (1974) 1

Tho 67 W.J. Thompson, Phys. Lett. 25B (1967) 454

Tra 77 M. Trautner, Bedienungsanleitung der Programme A1S und Z1S, Erlangen 1977, unveröffentlicht

Tre 76 H.J. Trebst, Jahresbericht 76 des Phys. Instituts der Univ. Erlangen-Nürnberg

Urb 77 P. Urbainsky, Jahresbericht 77/78 des Phys. Instituts der Univ. Erlangen-Nürnberg

Urb 82 P. Urbainsky, Dissertation, Erlangen 1982

vOe 74 W.T.H. vanOers, H. Haw, N.E. Davison, A. Ingmarsson, B. Fagerström, G. Tibell, Phys. Rev. C10 (1974) 307

Wat 85 W. Watari, Osaka City University, private Mitteilung

Wei 78 W.G. Weitkamp, W. Grüebler, V. König, P.A. Schmelzbach, R. Risler and B. Jenny Nucl. Phys. A311 (1978) 29

Wol 54 L. Wolfenstein, Phys. Rev. 96 (1954) 1654

Mein Dank gilt

Herrn Prof. Dr. E. Finckh für sein Interesse am Fortgang dieser Arbeit und für die Möglichkeit, sie am Institut durchführen zu können;

Herrn Priv. Doz. Dr. W. Kretschmer für seine stetige Hilfsbereitschaft und seine große Unterstützung bei allen anstehenden Problemen;

Herrn Dr. H. Löh, der durch seine hilfreichen Diskussionen, seine Erfahrung mit dem Thema und nicht zuletzt durch Überlassen einiger Programme wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat;

Herrn Dr. W. Schuster und Herrn Dipl. Phys. A. Rauscher, die stets zur Zusammenarbeit bei der NN-Streuung und auf allen anderen Gebieten bereit waren;

Herrn G. Graw für seine wertvollen Anregungen im Verlauf der Arbeit;

Herrn Dipl. Phys. M. Haller und Dipl. Phys. D. Vötisch für die langjährige gute Zusammenarbeit und allen Mitgliedern unserer Gruppe für die freundschaftliche und tatkräftige Mitarbeit bei der Durchführung der langwierigen Messungen;

meiner Frau H. Leidig-Schmitt für die Mühe die es erforderte, der Arbeit ein ansprechendes Äußeres zu geben;

der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Bereitstellung von Finanzmitteln.

## Lebenslauf

## Rudolf Schmitt

| | |
|---|---|
| geb am: | 23. Oktober 1956 in Bamberg |
| Eltern: | Sebastian Schmitt, Metteur<br>Emmi Schmitt, geb. Rührnschopf, Weißnäherin |
| Familienstand: | verheiratet seit 24.Juni 1982 mit<br>Heidemarie Leidig-Schmitt, geb. Leidig<br>Dolmetscherin |
| Schulen: | 1963-1967 Wunderburgschule in Bamberg<br>1967-1975 Dientzenhofer-Gymnasium in Bamberg |
| Studium: | SS 1976 Chemiestudium an der TU Berlin<br>WS 1976/77 - WS 1981/82 Physikstudium an<br>der FAU Erlangen-Nürnberg |
| Prüfungen: | 21. Juni 1975 Abitur<br>03. November 1978 Diplom-Vorprüfung in Physik<br>14. Mai 1982 Diplom-Hauptprüfung in Physik |
| Stellungen: | Seit 1. Juni 1982 wissenschaftlicher Mitarbeiter<br>am Physikalischen Institut der Universität<br>Erlangen-Nürnberg |